

ORSAY
Série A,
No d'ordre 907

THESE

présentée

AU CENTRE D'ORSAY - UNIVERSITE PARIS-SUD

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES

par

Milton ABRAMOVICH

ETUDE DES REACTIONS $\pi^-p \rightarrow K^0 (K^*890) \Lambda (\Sigma^0)$ à 3.9 GeV/c

Soutenue le 2 mars 1972 devant la commission d'examen

MM. BERTHELOT	Président
LEHMANN	Examineurs
MONTANET	

1972

ORSAY
Série A,
No d'ordre 907

THESE

présentée

AU CENTRE D'ORSAY - UNIVERSITE PARIS-SUD

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES

par

Milton ABRAMOVICH

ETUDE DES REACTIONS $\pi^- p \rightarrow K^0 (K^{*890}) \Lambda (\Sigma^0) \bar{a}$ 3 9 GeV/c

Soutenue le 2 mars 1972 devant la commission d'examen

MM. BERTHELOT	Président
LEHMANN	Examineurs
MONTANET	

1972



CHAPITRE 1

Introduction générale

page 4

CHAPITRE 2

Partie expérimentale

page 7

CHAPITRE 3

Aspects généraux des modèles théoriques des interactions
fortes et application à l'étude des réactions
 $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ et $\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0$

page 34

CHAPITRE 4

Etude des réactions $\pi^- p \rightarrow K^* (890) \Lambda$ et $\pi^- p \rightarrow K^* (890) \Sigma^0$

page 91

CHAPITRE 5

Détermination expérimentale de la contribution des
échanges exotiques dans le processus $\pi p \rightarrow K \Sigma$ et
 $\pi p \rightarrow K^* (890) \Sigma$

page 148

CONCLUSIONS

page 157

APPENDICE A

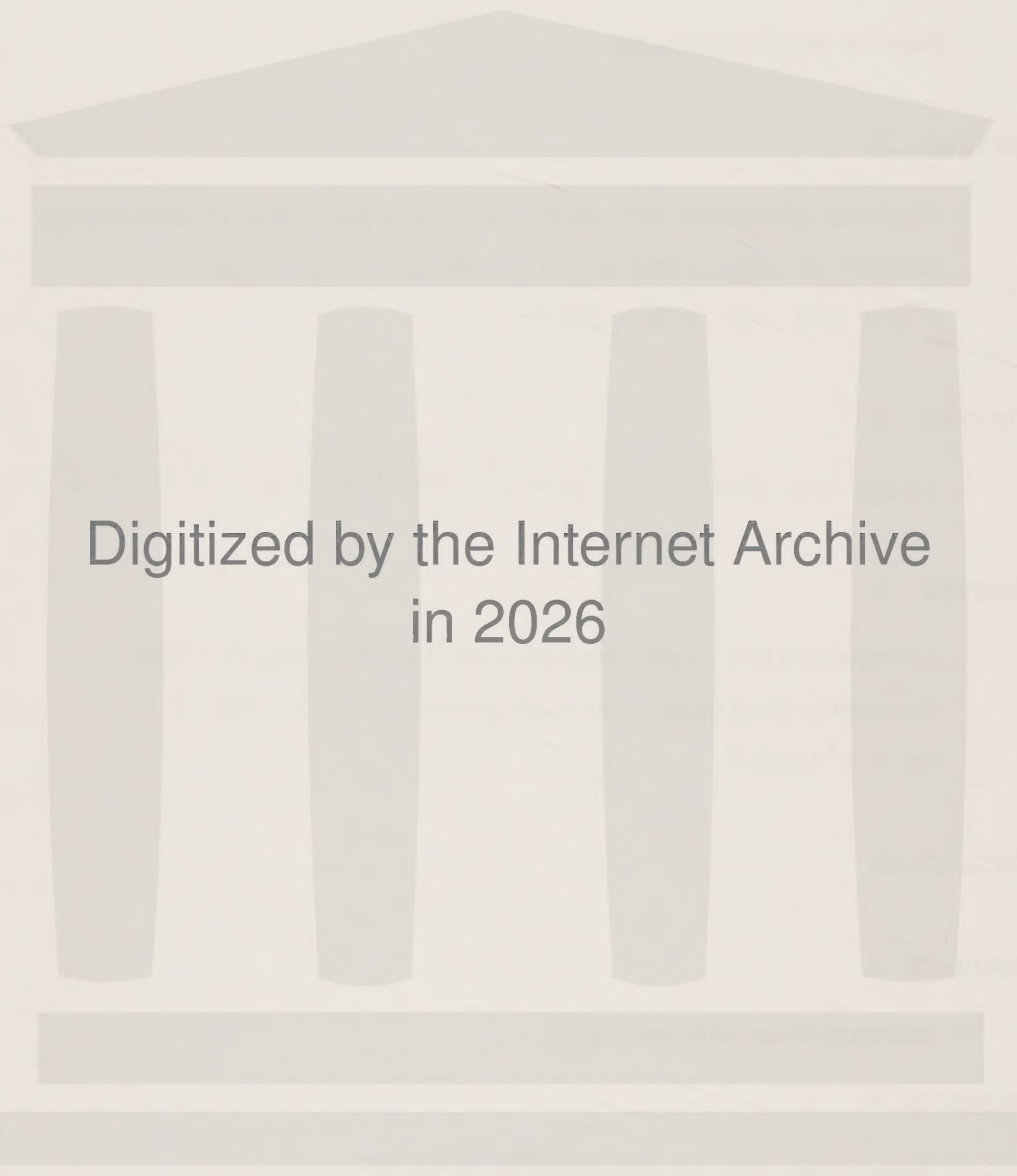
Conventions cinématiques

161

APPENDICE B

Remarques sur la matrice de densité

162



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547106_0024

RESUME DE LA THESE

ETUDE DES REACTIONS $\pi^-p \rightarrow K^0(K^{*890})\Lambda (\Sigma^0)$

Dans le présent ouvrage nous étudions les réactions :

$$\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$$

$$\pi^-p \rightarrow K^0\Sigma^0$$

$$\pi^-p \rightarrow K^{*}(890)\Lambda$$

$$\pi^-p \rightarrow K^{*}(890)\Sigma^0$$

détectées dans la Chambre à Bulles de 2m du CERN sur 200 000 photographies, l'impulsion des particules incidentes étant égale à 3.9 GeV/c.

Nous exposons d'abord la méthode expérimentale utilisée pour la sélection des événements, à savoir la recherche des topologies spécifiques où ces événements doivent apparaître, la description du calcul des paramètres cinématiques des particules et les méthodes employées afin d'obtenir une bonne résolution expérimentale.

Le chapitre suivant est consacré à la phénoménologie des états finals

$$\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda \quad (535 \text{ événements})$$

$$\pi^-p \rightarrow K^0\Sigma^0 \quad (85 \quad " \quad)$$

dans le cadre plus général d'une étude des réactions croisées de ligne avec échange d'hypercharge. Le modèle qui a été choisi pour comparer ces réactions est le modèle des pôles de Regge.

Nous présentons les principales caractéristiques dégagées des résultats expérimentaux des réactions hadroniques qui donnent toute sa valeur au modèle des pôles de Regge. Après un bref rappel des principaux résultats du modèle, nous introduisons les concepts de dégénérescence d'échange et de factorisation. Nous montrons ensuite que pour les réactions avec échange d'hypercharge il est possible d'avoir des relations simples entre les observables physiques (sections efficaces et polarisations).

Avant de nous livrer à cette comparaison nous présentons les données sur nos réactions ainsi que la méthode utilisée pour séparer les hypothèses associées à un Λ^0 ou un Σ^0 dans l'état final.

Les prévisions du modèle sont en complet désaccord avec les résultats expérimentaux à notre énergie ; un essai d'introduction de coupures à côté des pôles simples n'arrive pas non plus à donner une bonne interprétation de ces résultats.

Dans le chapitre suivant nous étudions les réactions

$$\pi^- p \rightarrow K^*(890) \Lambda \quad (\sim 195 \text{ événements})$$

$$\pi^- p \rightarrow K^*(890) \Sigma^0 \quad (\sim 110 \quad " \quad)$$

où la situation est privilégiée puisque la production de résonance est importante par rapport au fond.

Après une description détaillée de la méthode d'obtention des échantillons expérimentaux nous calculons les observables qui sont les matrices de densité et les sections efficaces différentielles. Notre statistique est trop limitée pour une mesure significative de la polarisation de l'hypéron et des éléments de corrélation de spin.

Les valeurs des éléments de la matrice de densité du méson vecteur nous permettent d'étudier les échanges qui interviennent dans les mécanismes de production ; ainsi nous avons observé pour les événements avec un Λ produit avec le $K^*(890)$, un échange comparable de parité naturelle et non naturelle alors que dans le cas où un Σ^0 est produit l'échange de parité naturelle est dominant.

Nous avons aussi mesuré à partir des données de ces deux réactions, le rapport D/F des couplages symétriques et antisymétriques des octets baryons-antibaryons avec l'octet des mésons 1^- (ou 2^+). La valeur trouvée est compatible avec celle obtenue indépendamment par la photo production des K^+ . Les prédictions des modèles des quarks et de dominance vectorielle sont incompatibles avec la valeur de D/F que nous avons mesuré.

La partie finale de la thèse présente une détermination expérimentale de l'importance relative d'un échange d'isospin $I = 3/2$ et $I = 1/2$ pour les processus

$$\begin{array}{l} \text{et} \quad \pi p \rightarrow K \Sigma \\ \quad \pi p \rightarrow K^*(890) \Sigma \end{array}$$

où nous avons constaté que les données sont compatibles avec l'absence d'échange exotique.

CHAPITRE 1

INTRODUCTION GENERALE

Le présent travail fait partie d'une étude générale sur les interactions π^-p à 3.9 GeV/c détectée dans la chambre à bulles à hydrogène de 2m du CERN. L'intérêt est concentré sur les réactions du type $\pi^-p \rightarrow K^0(K^*890) \Lambda (\Sigma^0)$ signées par la présence d'une particule étrange neutre qui se désintègre à l'intérieur de la chambre.

Une étude prospective de la production de particules étranges a été faite précédemment à Berkeley par O. Dahl et al. (réf. 1) dans la région 1.5 GeV/c à 4.2 GeV/c. Cette expérience a permis de déceler les caractéristiques générales de plusieurs réactions mais en général, et particulièrement pour la région d'énergies supérieures, le nombre d'évènements n'est pas suffisant pour une étude approfondie. Avec 3 fois la statistique de O. Dahl et al. (dans l'intervalle 3.8 GeV/c à 4.2 GeV/c) nous avons pu étudier avec plus de détails les réactions indiquées ci-dessus.

Les paragraphes suivants contiennent un résumé de chaque chapitre.

Le deuxième chapitre présente une description générale de la

partie expérimentale. Les méthodes employées pour l'obtention des échantillons d'événements étudiés y sont exposés ainsi que celles mises en oeuvre pour l'obtention d'une bonne résolution expérimentale. Ensuite nous exposons comment nous avons corrigé l'efficacité de détection de la chambre à bulles et finalement la méthode expérimentale pour obtenir la détermination du facteur de normalisation.

Le troisième chapitre est consacré à la phénoménologie des états finals $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda(\Sigma^0)$ dans le cadre plus général d'une étude des réactions croisées de ligne avec échange d'hypercharge.

D'abord, nous présentons dans ce chapitre quelques régularités dégagées des résultats expérimentaux des interactions hadroniques : elles donnent toute sa valeur au modèle de Regge, lequel, malgré quelques échecs reste l'outil le plus efficace, pour le moment, pour interpréter le type de réactions dont nous nous occupons dans ce travail.

Après un rappel des principaux résultats du modèle, nous introduisons les concepts de dégénérescence d'échange et factorisation, Pour les réactions avec échange d'hypercharge, il est possible d'avoir des relations simples entre les observables physiques (sections efficaces différentielles et polarisation) pour les réactions croisées de ligne dans le cadre stricte du modèle des pôles de Regge, sans hypothèse additionnelle sur les paramètres arbitraires. La dégénérescence d'échange impose à son tour d'autres relations entre les observables de ces réactions.

Nous présentons ensuite les données sur les réactions à deux corps et la méthode utilisée pour séparer les hypothèses avec un Λ ou un Σ^0 dans l'état final.

Finalement nous vérifions la validité des relations décrites ci-dessus et le résultat d'un ajustement fait avec l'introduction d'une coupure.

Le quatrième chapitre est consacré à l'étude des processus à quasi deux corps

$$\pi^- p \rightarrow K^*(890) \Lambda (\Sigma^0)$$

où un rapport élevé entre la production du $K^*(890)$ et le fond non résonnant crée une situation expérimentale très favorable. Il s'agit ici d'une position privilégiée dans l'étude de ces réactions et qui peut être très utile pour la compréhension des processus

$$0^- \frac{1^+}{2} \rightarrow 1^- \frac{1^+}{2}$$

Nous examinons dans la partie initiale du chapitre la méthode d'obtention des échantillons expérimentaux et les critères utilisées pour lever les ambiguïtés d'interprétation cinématique d'une partie des événements. Ensuite nous présentons le calcul des observables qui sont les sections efficaces différentielles et les matrices de densité du $K^*(890)$. Malheureusement, nous ne disposons pas d'une statistique suffisante pour une mesure significative de la polarisation de l'hyperon et des éléments de corrélation de spin. Avec les éléments de la matrice de densité du $K^*(890)$ nous étudions les échanges qui semblent importants.

Nous présentons aussi une mesure du rapport D/F en fonction du quadrimoment de transfert et nous comparons ce résultat aux prévisions théoriques des modèles de dominance vectorielle et des quarks ainsi qu'à une détermination expérimentale indépendante faite à partir de la photoproduction des K^+ .

Dans le dernier chapitre nous présentons une détermination expérimentale de l'importance relative d'un échange d'isospin $I = 3/2$ et $I = 1/2$ pour les processus

$$\pi p \rightarrow K \Sigma \quad \text{et} \quad \pi p \rightarrow K^*(890) \Sigma$$

donnant ainsi une limite supérieure à la présence d'échange exotique dans ces réactions.

CHAPITRE 2

PARTIE EXPERIMENTALE

Sommaire

2.1	Faisceau	p.	8
2.2	Recherche des événements et mesure	p.	8
2.3	Extraction des données	p.	10
2.4	Comptabilité des données	p.	12
2.5	Résolution expérimentale	p.	13
2.6	Pondération et coupures	p.	17
2.7	Détermination du facteur de normalisation pour le calcul des sections efficaces	p.	18

CHAPITRE 2

PARTIE EXPERIMENTALE

2.1. Faisceau

La chambre à bulles de 2 mètres a été exposée à un faisceau de (3.93 ± 0.01) GeV/c d'impulsion. Le nombre de photographies prises durant cette exposition est voisin de 200 000, le nombre moyen de traces incidentes étant de l'ordre de 20.

La position relative de la chambre, des aimants de déflexion et de l'accélérateur de protons sont représentés schématiquement sur la fig. 1

Les caractéristiques du faisceau et en particulier la distance entre la cible et la chambre, permettent d'estimer le taux de contamination en mésons μ à $(3 \pm 2)\%$ et celui des mesons K^- à moins de 1%. Les autres taux de contamination possibles (anti-protons, électrons) sont négligeables [Ref. 1].

2.2. Recherche des événements et mesure

La recherche des événements sur le film (scanning) a été faite par les techniciens spécialisés habituels, en utilisant des tables de projection qui donnent une image des photographies à l'échelle approximativement naturelle.

Le travail présenté ici fait partie d'une étude générale de l'interaction π -proton à 4 GeV/c entreprise dans les laboratoires du CERN et de Saclay. Au CERN, la recherche des événements a porté sur tous les types

d'interactions, à l'exclusion des deux branches, dont l'étude se fait à Saclay.

La fig.2 illustre les types de topologies rencontrés plus fréquemment et donne leur numéro de code.

La présente analyse porte principalement sur les topologies 001, 002 201 et 211, c'est-à-dire les événements dans lesquels un V^0 , au moins, est associé à une interaction primaire à 0 ou 2 branches. Ce choix est naturellement dicté par les types d'interactions que nous nous proposons d'étudier.

Les autres interactions, et en particulier les 4 corps $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-$ ont donné lieu à d'autres travaux [Ref. 2, 3 et 4] .

Les principales conditions de scanning pour les topologies qui nous intéressent ici sont les suivantes :

1) L'apex principal de l'événement doit se situer à l'intérieur d'une région où la visibilité est sensiblement uniforme, permettant une bonne mesure des traces secondaires.

2) Le V^0 doit apparemment provenir de l'apex principal.

3) Les V^0 dont les deux traces font un angle nul sur au moins deux vues, et qui ont une impulsion inférieure à 100 MeV et une ionisation minimum, ont été éliminés comme paires d'électrons. L'analyse de la cinématique de désintégration du K^0 et du Λ^0 montre que les pertes dues à cette coupure dans les spectres de ces deux particules sont négligeables.

Tous les films ont été examinés deux fois de façon indépendante. Chaque différence résultant de la comparaison de ces deux examens a été étudiée sur la table de projection pour qu'une décision définitive puisse être prise. De cette façon, l'efficacité du dépouillement est sensiblement améliorée, comme on peut le voir sur le Tableau I, où l'efficacité du dépouillement est donnée pour chaque examen et pour l'ensemble des deux. On peut ainsi en déduire que l'efficacité dépend de la topologie recherchée.

Pour calculer ces efficacités de dépouillement, les formules suivantes sont utilisées [Ref. 5]

$$P(1) = \frac{C}{C + D2}$$

$$P(2) = \frac{C}{C + D1}$$

$$P(1 \cap 2) = \frac{C (C + D1 + D2)}{(C + D1) (C + D2)}$$

C ... nombre d'événements communs aux deux dépouillements.

D1, D2 ... nombre d'événements trouvés dans un seul dépouillement.

2.3. Extraction des données

Le premier pas dans l'acquisition des données sur la cinématique des interactions consiste en la mesure des coordonnées des points appartenant aux traces de chaque événement. A cette fin, trois des quatre vues stéréoscopiques de la chambre sont utilisées.

Les mesures sont effectuées à l'aide d'appareils manuels conventionnels (IEP, SOM, ENETRA). Les coordonnées sont enregistrées sur bande magnétique et utilisées comme données de départ par le programme de reconstruction géométrique THRESH [Ref. 6] dans la version qui tient compte de la perte d'énergie par ionisation : les trajectoires ajustées sont donc fonction de la masse de la particule considérée. Cette version nécessite un temps de calcul sensiblement plus long que la version classique qui impose aux trajectoires une forme hélicoïdale et ne tient pas compte, par conséquent, des pertes d'énergies par ionisation et des inhomogénéités du champ magnétique. Nous avons trouvé que l'effort de calcul supplémentaire ainsi imposé est justifié par la faible valeur moyenne des impulsions rencontrées dans notre expérience : d'une part les valeurs des paramètres ajustés sont plus précises et moins sujettes à des erreurs systématiques ; d'autre part la prise en considération de la perte d'énergie par ionisation permet dans

10% des cas, de réduire le nombre d'hypothèses possibles sur la nature de la trace mesurée, ce qui réduit d'autant les ambiguïtés cinématiques.

Chaque trace mesurée est alors caractérisée par trois paramètres (p , λ , ϕ l'impulsion et deux angles déterminant la tangente au vertex principal) et une matrice d'erreurs sur ces paramètres qui tient compte des erreurs de mesure, de la diffusion multiple et d'erreurs de distorsion s'il y a lieu. Cet ensemble de données est transmis, pour chaque valeur de masse possible, au programme GRIND [Ref. 7] qui soumet l'événement à une série d'interprétations physiques possibles et vérifie, pour chacune d'elles, la conservation du quadrivecteur énergie-impulsion entre l'état initial et l'état final.

Cette vérification est obtenue en effectuant un ajustement par moindres carrés sur les paramètres mesurés (p , λ , ϕ) de l'ensemble des traces.

Chaque hypothèse physique non immédiatement rejetée pour violation des lois de conservation (d'après des critères établis à l'avance) est donc caractérisée par une probabilité déduite du χ^2 obtenu. Elle est utilisée comme estimateur de la justesse de cette hypothèse.

A nombre de contraintes égal (par exemple lorsque tous les paramètres sont mesurés, le nombre de contraintes est égal à 4), une hypothèse est retenue si sa probabilité est supérieure à 100 fois la probabilité de toute autre hypothèse et si l'estimation de l'ionisation des traces chargées est en accord avec cette décision. Pour les événements ambigus le cliché a été examiné sur une table de projection pour choisir une seule hypothèse si l'ionisation des traces prédites par l'ajustement permettait une différenciation. Lorsque l'ambiguïté subsiste après ce traitement, aucune règle générale n'a été établie et la discrimination entre les hypothèses cinématiquement possibles est obtenue par un traitement dépendant du cas d'ambiguïté rencontré. Ces traitements seront indiqués lors de l'analyse détaillée de chaque réaction (Chapitres 3 et 4).

La dernière phase de l'acquisition des données consiste en la création d'une bande magnétique dite DST (Data Summary Tape) contenant une liste ordonnée de toutes les informations nécessaires à l'analyse physique, pour chaque événement et chaque hypothèse retenue. A cette fin, le programme SLICE [Ref. 8] est utilisé.

Il est parfois nécessaire de procéder à une ou plusieurs remesures d'un événement lorsque le programme THRESH ne peut pas trouver un ajustement satisfaisant pour les paramètres des traces à reconstruire ou lorsque le programme GRIND ne trouve aucune hypothèse satisfaisante. Pour s'assurer que cet échec n'a pas une origine dans la photographie elle-même (superposition des traces, faible diffusion non décelée au dépouillement, etc ...) les événements destinés à la remesure ont été examinés à la table de projection.

La Table 2 donne le nombre d'événements mis sur DST pour chaque topologie dans le volume utile de la chambre (voir chap. 2-6)

2.4. Comptabilité des données

La chaîne de traitement des données depuis l'examen des clichés jusqu'à la mise sur DST est suffisamment complexe pour justifier l'organisation d'une comptabilité programmée. A cette fin, toutes les étapes de la chaîne de traitement sont enregistrées sur bande magnétique (le "Master Index", MI) à l'aide d'un programme : INDEX [Ref. 9].

Toutes les informations recueillies au dépouillement sont écrites sur MI, puis à chaque traitement des données (THRESH, GRIND, SLICE), la bande MI est mise à jour dans le but d'obtenir une relation biunivoque entre la liste originale et la liste d'événements enregistrés sur DST. Afin d'identifier chaque événement sans ambiguïté, sa position dans l'espace et sa topologie sont ajoutées aux informations recueillies au dépouillement.

Naturellement, certains événements ne sont pas transmis sur la DST, ayant échoué au niveau des mesures ou à celui de l'identification. Pour permettre une estimation non biaisée des sections efficaces et des

distributions expérimentales utilisées par la suite, il est important de connaître exactement le nombre d'événements ainsi rejetés et la cause du rejet. Voici quelques unes des classes de rejet prévues pour cette expérience :

- 1) V^0 non associé à l'apex principal
 - 2) V^0 identifié à une paire d'électrons
 - 3) V^0 identifié à un K^0 non mesurable
 - 4) V^0 identifié à un Λ non mesurable
 - 5) Événement non mesurable
- etc...

2.5. Résolution expérimentale

Au cours de toute phase d'acquisition des données, nous avons pris un soin particulier à réduire autant que possible les erreurs de mesure afin d'obtenir une bonne résolution expérimentale et à éliminer les sources d'erreurs systématiques.

Nous présentons, ci-après, quelques-unes des mesures prises dans ce but :

- a) Détermination des paramètres optiques de la chambre

Les paramètres optiques nécessaires à la reconstruction des événements dans l'espace ont été déterminés à l'aide de la connaissance de la position des marques fiducielles dans la chambre et de leur projections sur les photographies. Le programme PYTHON [Ref. 10] a utilisé ces données pour calculer les coefficients de transformation optique en tenant compte des distortions éventuelles du système.

La mesure des marques fiducielles utilisées dans PYTHON a été effectuée sur plusieurs photographies, avec un appareil de mesure classique : un contrôle de ces mesures a été effectué à l'aide d'un microscope afin d'éliminer les erreurs de mesures systématiques possibles.

b) Courbures parasites dues aux mouvements de liquide dans la chambre

Lors de la prise des photographies, quelques-unes l'ont été après avoir supprimé le champ magnétique : la courbure résiduelle mesurée sur les traces du faisceau doit être alors imputée aux déplacements de liquide dans la chambre ou à toute distorsion optique non corrigée par les paramètres libres de PYTHON.

Une courbure générale correspondant à une impulsion maximum détectable de 1250 GeV/c (pour une longueur utile de 1.50 m) et pouvant être expliquée par les mouvements du piston de la chambre à bulles de 2 mètres, est décelée et utilisée comme correction à toute mesure de courbure dans la chambre.

La valeur de cette courbure résiduelle a été déterminée aussi à l'aide des événements $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-$ et les détails de la méthode employée sont décrits dans la [Ref. 11.]

c) Erreur sur la valeur absolue du champ magnétique

Une étude spéciale de la masse du K^0 et du Λ [Ref. 11] a permis d'estimer l'erreur relative sur la valeur du champ magnétique, $DH/H = 0.002 \pm 0.001$.

d) Etude du faisceau

La valeur moyenne du module de l'impulsion, l'orientation du faisceau (P_f , λ_f , ϕ_f) et leurs dispersions ont été calculées à partir de la mesure des traces incidentes de longueur supérieure à 20 cm (les traces plus courtes ayant de trop grandes erreurs de mesure). Avec ces valeurs de départ, nous avons traité dans GRIND tous les événements à 4 branches et 1 proton identifié (pour les événements dont le proton ne s'arrête pas dans la chambre, une coupure additionnelle d'angle a été aussi introduite au niveau du dépouillement, [Ref. 2]); cet ajustement a pour effet d'amener les valeurs des impulsions à des valeurs plus précises en diminuant diverses causes d'erreurs (mesure, distorsion résiduelle ...). Ceci est d'autant plus sensible pour

les événements à 4 contraintes $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-$, les erreurs à l'ajustement étant alors sensiblement réduites; nous avons donc sélectionné ces réactions pour déterminer la valeur finale de l'impulsion du faisceau.

L'effet de cet ajustement de l'impulsion du faisceau peut être apprécié sur la fig. 3, où la distribution du module de l'impulsion du faisceau à l'entrée de la chambre ($X = -80$ cm) est représentée avec les valeurs données par la reconstruction géométrique seulement (THRESH) et après la reconstruction cinématique (GRIND), nous voyons que la largeur de ces distributions est réduite de quatre fois. Nous déterminons ainsi une largeur du faisceau plus proche de sa valeur réelle.

Nous avons tenu compte de la connaissance assez précise ainsi déterminée pour les paramètres du faisceau en introduisant avant chaque ajustement cinématique, une valeur pondérée de ces paramètres utilisant, d'une part les valeurs déterminées par la méthode ci-dessus, et d'autre part les valeurs directement mesurées pour l'événement étudié.

La focalisation du faisceau entraîne une corrélation entre la position d'une particule à l'entrée de la chambre et son impulsion; cette corrélation a été déterminée empiriquement et a été aussi introduite dans l'ajustement cinématique.

Nous avons vérifié l'absence d'erreur systématique dans la valeur centrale de l'impulsion du faisceau en calculant la masse du neutron dans la réaction :



Dans cette réaction, les paramètres des K^0 sont déterminées dans un ajustement à 3 contraintes : on peut donc mesurer la masse manquante au système représenté par les deux K^0 . Cette masse est très sensible à la valeur de l'impulsion incidente des π^- , $DP_f / DM = 1.5$ (rapport entre le déplacement du module de l'impulsion du faisceau et le déplacement de la masse du neutron). Avec $P_f = 3.932$ GeV/c, nous avons obtenu M (neutron) = (941.1 ± 2.5) MeV, en bon accord avec la valeur standard 939.55 MeV [Ref. 12].

e) Masse du K^0 et du Λ

Pour estimer les effets systématiques possibles autres que ceux dus aux paramètres du faisceau, on a déterminé la masse du K^0 et du Λ et examiné leur dépendance en fonction de la valeur absolue du champ magnétique et des distorsions de la chambre [Ref. 11].

La mesure des masses effectives ($P \pi^-$) et ($\pi^+ \pi^-$) des produits de désintégration du Λ et du K^0 , respectivement, a donné les résultats suivants :

$$\begin{aligned} M^2(\Lambda) &= (1115.90 \pm 0.03) \text{ MeV} \\ M^2(K^0) &= (498.72 \pm 0.09) \text{ MeV} \end{aligned}$$

en bon accord avec les valeurs données par les Tables [Ref. 12].

f) Etude des Pulls

Chaque paramètre $x = (1/p, \lambda, \phi)$ mesuré et ajusté de façon à satisfaire les lois de conservation est caractérisé par une quantité ϵ , telle que

$$\epsilon = \frac{x_{\text{mes}} - x_{\text{ajusté}}}{\sqrt{\frac{1}{\sigma_{\text{ajusté}}^2} - \frac{1}{\sigma_{\text{mes}}^2}}}$$

ou $\sigma_{\text{ajusté}}$, σ_{mes} sont les erreurs dans l'ajustement et dans la mesure.

On peut montrer que cette quantité ("le pull") doit avoir une distribution normale autour de zéro, de largeur unité. Si les erreurs de mesure sont surestimées, par exemple cette largeur sera inférieure à l'unité. Si des erreurs systématiques apparaissent, la distribution ne sera pas centrée sur zéro.

La fig. 4 donne ces distributions pour le faisceau, pour la réaction $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-$ à laquelle on a superposé une gaussienne centrée à zéro et de largeur égale à 1.

Des distributions semblables ont été examinées pour les traces secondaires d'autres réactions, comme par exemple



pour lesquelles aucun déplacement significatif n'est observé.

2.6. Pondération et coupures

La probabilité de détection d'une désintégration de particule neutre (K^0 , Λ) dépend de la longueur de la ligne de vol de cette particule entre son point de production et celui de sa désintégration. En effet, pour de faibles longueurs de ligne de vol (inférieures à quelques millimètres), l'événement risque de ne pas être trouvé au dépouillement, les branches du V^0 étant alors confondues avec celles de l'interaction primaire.

De même, pour des lignes de vol importantes par rapport aux dimensions de la chambre, le V^0 peut se désintégrer à l'extérieur de la région visible.

Ces pertes entraînent naturellement des déformations du spectre des V^0 ; il faut en tenir compte en pondérant les V^0 observés par l'inverse de la probabilité de détection :

$$\text{Prob} = \exp \left(\frac{-L_{\min}/\cos\lambda}{\frac{pc\tau}{m}} \right) - \exp \left(\frac{-L_{\text{pot}}}{\frac{pc\tau}{m}} \right)$$

avec :

- $L_{\min}$... distance minimum acceptée pour la ligne de vol
- λ ... angle entre la ligne de vol et le plan d'observation
- P ... module de l'impulsion ajustée de la particule
- m ... masse de la particule
- c ... vitesse de la lumière
- τ ... vie moyenne de la particule
- L_{pot} ... longueur potentielle, c'est-à-dire distance maximum que la particule peut parcourir dans la région visible de la chambre

Le choix du volume utile de la chambre est déterminé à partir des distributions des coordonnées X , Y et Z des apex de désintégration la fig. 5 montre ces distributions et les limites choisies sont indiquées par les lignes pointillées.

La fig. 6 montre le nombre de K^0 pondérés en fonction de L_{min} : on voit qu'au-delà de 0.3 cm, le nombre de K^0 est sensiblement constant, indiquant ainsi que la pondération rend compte correctement de la perte due aux petites lignes de vol à partir de $L_{min} = 0.3$ cm, valeur choisie pour la pondération dans notre expérience. Pour les lambdas une procédure identique a été adoptée, conduisant au même valeur de L_{min} .

Pour les désintégrations des particules chargées, on a introduit une coupure pour l'angle de désintégration dans le laboratoire qui doit être supérieur à 6° et dont on peut également tenir compte par pondération.

2.7. Détermination du facteur de normalisation pour le calcul des sections efficaces

Deux méthodes sont généralement utilisées pour la détermination du facteur de normalisation pour le calcul des sections efficaces : on peut déterminer la longueur totale des traces incidentes qui traversent le volume utile de la chambre par comptage des traces sur un échantillon de photographies. On peut aussi compter le nombre d'interactions observées dans le volume utile, pour un échantillon de photographies représentatif de toute l'expérience ; connaissant la section efficace totale π^- proton (donnée avec une bonne précision par des expériences de compteurs indépendantes), on déduit le facteur de normalisation.

L'inconvénient principal de la deuxième méthode réside dans l'inefficacité du dépouillement pour les interactions élastiques où le proton de recul est très court (inférieur à quelques millimètres) : ces interactions jouent un rôle relativement important dans la section efficace

$$\sigma_t \dots \text{section efficace totale pour des } \pi^- \text{ de } 3.9 \text{ GeV/c}$$
$$\sigma_t = (30.7 \pm 0.1) \text{ milibarn } [\text{Ref. 13}]$$

La contamination du faisceau, essentiellement due aux mésons μ , est estimée à $(3 \pm 2)\%$.

Une trace est reconnue comme trace du faisceau si elle satisfait aux conditions suivantes, à l'entrée de la chambre ($X = -80 \text{ cm}$), à moins de écarts :

$$P = (3.93 \pm 0.01) \text{ GeV/c}$$
$$\lambda = (0.4 \pm 6) \text{ milliradians}$$
$$\phi = (3.170 \pm 0.004) \text{ radians}$$

Les événements ne satisfaisants pas à cette condition ont été aussi mis en DST et la fraction correspondante, 3% est introduite comme correction.

La fig. 7 montre la distribution du nombre moyen de traces comptées par photographie. Sa valeur moyenne est de 20.3 ± 0.5 .

Enfin la densité de l'hydrogène dans la chambre est 0.0625 g/cm^3 .

Compte tenu de toutes les corrections mentionnées ci-dessus, on trouve un nombre d'événements par microbarn égal à $(14.9 \pm 0.4) \text{ evt/ub}$. Les contributions principales à l'erreur sont dues à l'incertitude statistique du comptage des traces, et à l'estimation de la contamination des mésons μ .

L'expérience la plus significative, statistiquement, dans le domaine d'énergie qui nous intéresse, et antérieure à la notre, est celle de O. Dahl et al., [Ref. 14] avec un faisceau compris entre 3.8 GeV/c et 4.2 GeV/c ; elle correspond à 5.6 evt/ub. Avec l'accroissement sensible des statistiques qu'offre notre expérience, nous avons analysé en détail certaines distributions importantes du point de vue de l'interprétation telle que la polarisation des particules et des résonances produites.

totale et en absence de toute mesure des diffusions élastiques, il est difficile d'estimer la perte ainsi introduite dans le comptage des interactions. Nous avons donc préféré la première méthode.

Des techniciens ont compté le nombre des traces incidentes, en utilisant des critères identiques à ceux du dépouillement. Une photographie sur 30 a été examinée (ainsi, nous avons une erreur statistique petite comparée aux erreurs statistiques des voies partielles), et le nombre total de photographies utilisées dans l'expérience est rigoureusement déterminé.

Le nombre d'événements par unité de section efficace est donné par l'expression

$$T = L \frac{A}{M} \rho$$

L ... longueur totale du faisceau utile parcourant l'hydrogène

A ... nombre d'Avogadro

M ... poids atomique de l'hydrogène

ρ ... densité de l'hydrogène

Pour calculer L, nous partons du nombre de traces incidentes, déterminé par comptage et tenons compte de divers facteurs correctifs :

- a) rayon de courbure du faisceau
- b) angle azimutal du faisceau
- c) pertes par interaction dans l'hydrogène
- d) contamination du faisceau
- e) traces comptées mais rejetées, à la mesure, comme ne faisant pas partie du faisceau.

Les deux premières corrections sont très petites (inférieures à 0.5%).

La réduction de la longueur effective due aux interactions des π^- dans la chambre peut être calculée par la formule :

$$C = \frac{L_0}{L} (1 - \exp(-\frac{L}{L_0})) = 0.93$$

$$\text{ou } L_0 = \frac{1}{\frac{A}{M} \rho \sigma_t}$$

Table 1

topologie	E_1	E_2	E_T
001	0.93	0.93	0.99
002	0.98	0.98	1.00
201	0.95	0.95	0.99
202	0.99	0.98	1.00
211 +	0.94	0.97	1.00
211 -	0.96	0.94	0.99
401	0.91	0.88	0.98

Table 2

topologie	nombre d'événements
001	2 706
002	981
201	5 255
211 +	281
211 -	423
202	661
401	442
411 +	45
411 -	29

REFERENCES - CHAPITRE 2

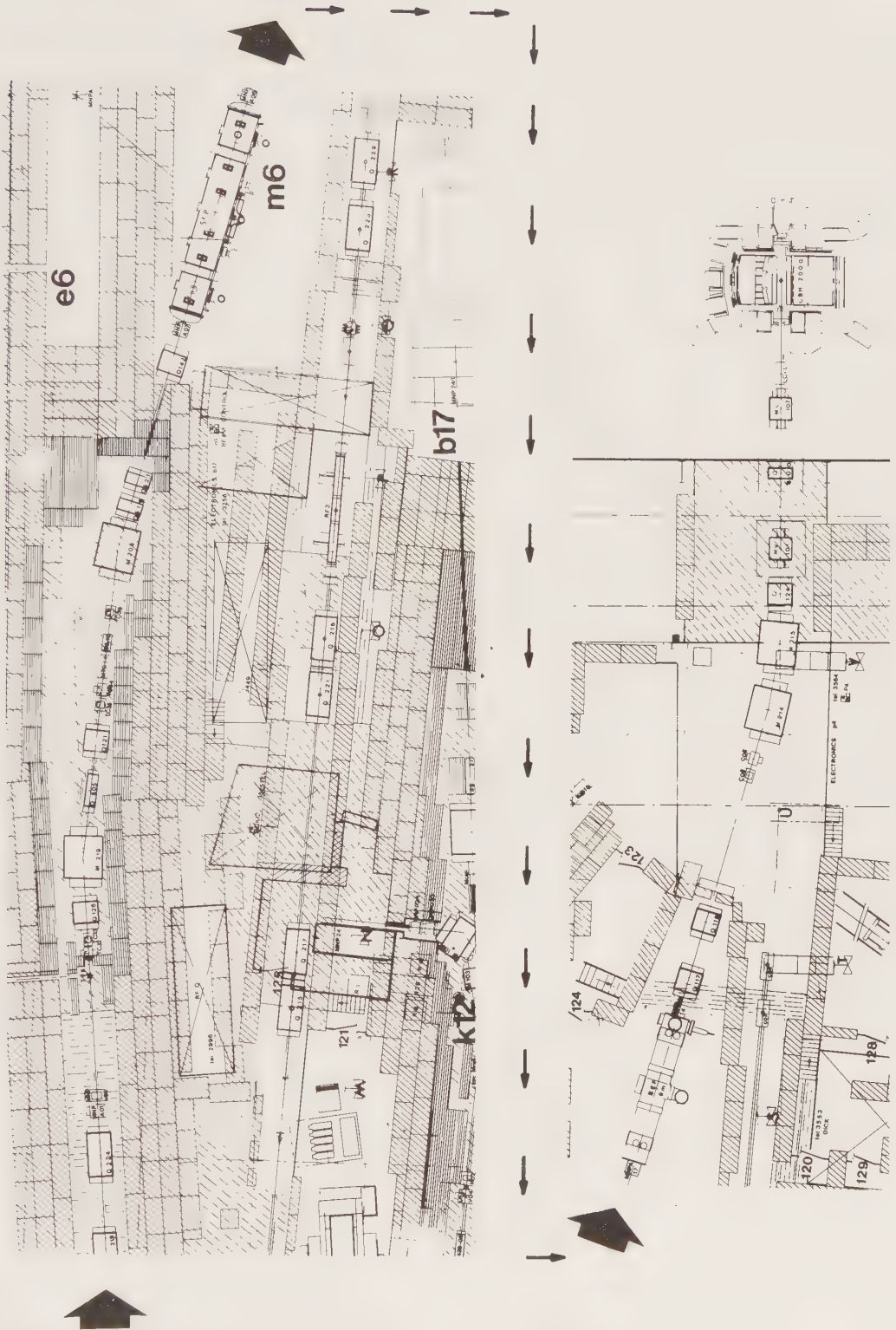
- [1] P. Lazeyras, communication privée
- [2] M. Abramovich et al., Nucl.Phys. B23, p. 466 (1970)
- [3] M. Abramovich et al., Nucl. Phys. B20, p. 209 (1970)
- [4] H. Blumenfeld et al., communication à la conférence de particules élémentaires de Lund (1969).
- [5] D. Drijard et al., Probability and statistics Applied to High-Energy Physics
- [6] Cern, Computer Program Library, X201
- [7] Cern, Computer Program Library, X601
- [8] Cern, Computer Program Library, Y100
- [9] Cern, Computer Program Library, Y500
- [10] Cern, Computer Program Library, W200
- [11] H. Blumenfeld et al, Cern preprint 2m, D.Ph.II/Phys (70-31)
- [12] Particle Data Group (A. Rittenberg et al.), Review of particle Properties (1971)
- [13] A. Citron et al. Phys., Rev. 144, p. 1101 (1966)
- [14] O.I. Dahl et al. Phys., Rev. 163, p. 1430 (1967)

LEGENDE DES FIGURES

Chapitre 2

- 1 - Croquis du faisceau M6 avec la position de la chambre à bulles.
- 2 - Topologies des événements qui ont été recherchés sur les clichés.
- 3 - Distribution du module de l'impulsion à l'entrée de la chambre
($x = -80$ cm)
(a) - avant l'ajustement cinématique
(b) - après l'ajustement cinématique
- 4 - Pulls de $1/p$, λ et ϕ
- 5 - Nombre d'événements pondérés en fonction de la distance minimale entre le sommet principal et le sommet du v^0 .
- 6 - Distribution des coordonnées X , Y et Z dans la chambre pour le sommet du v^0 .
- 7 - Distribution du nombre moyen de traces par film

Fig. 1



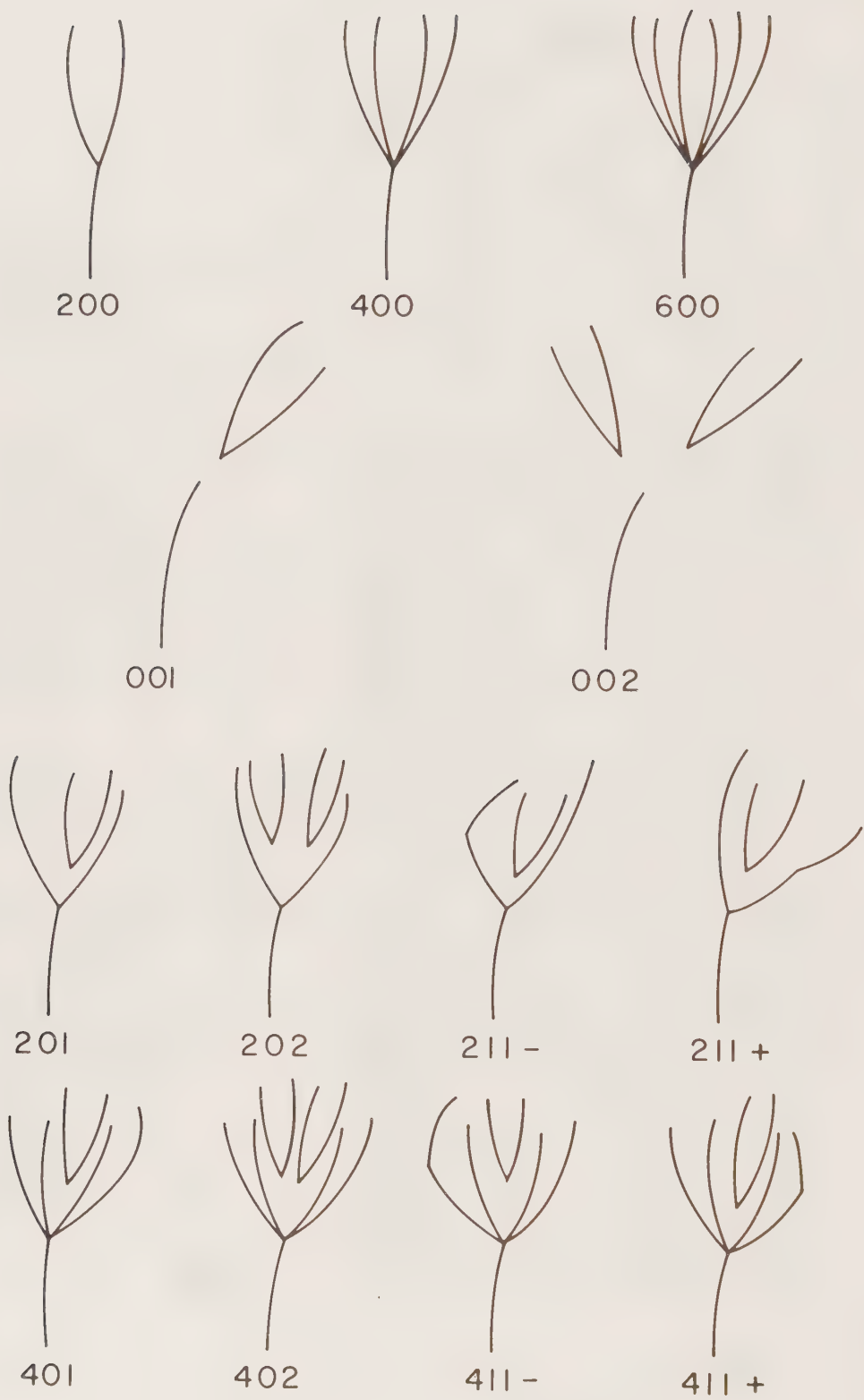


Fig. 2

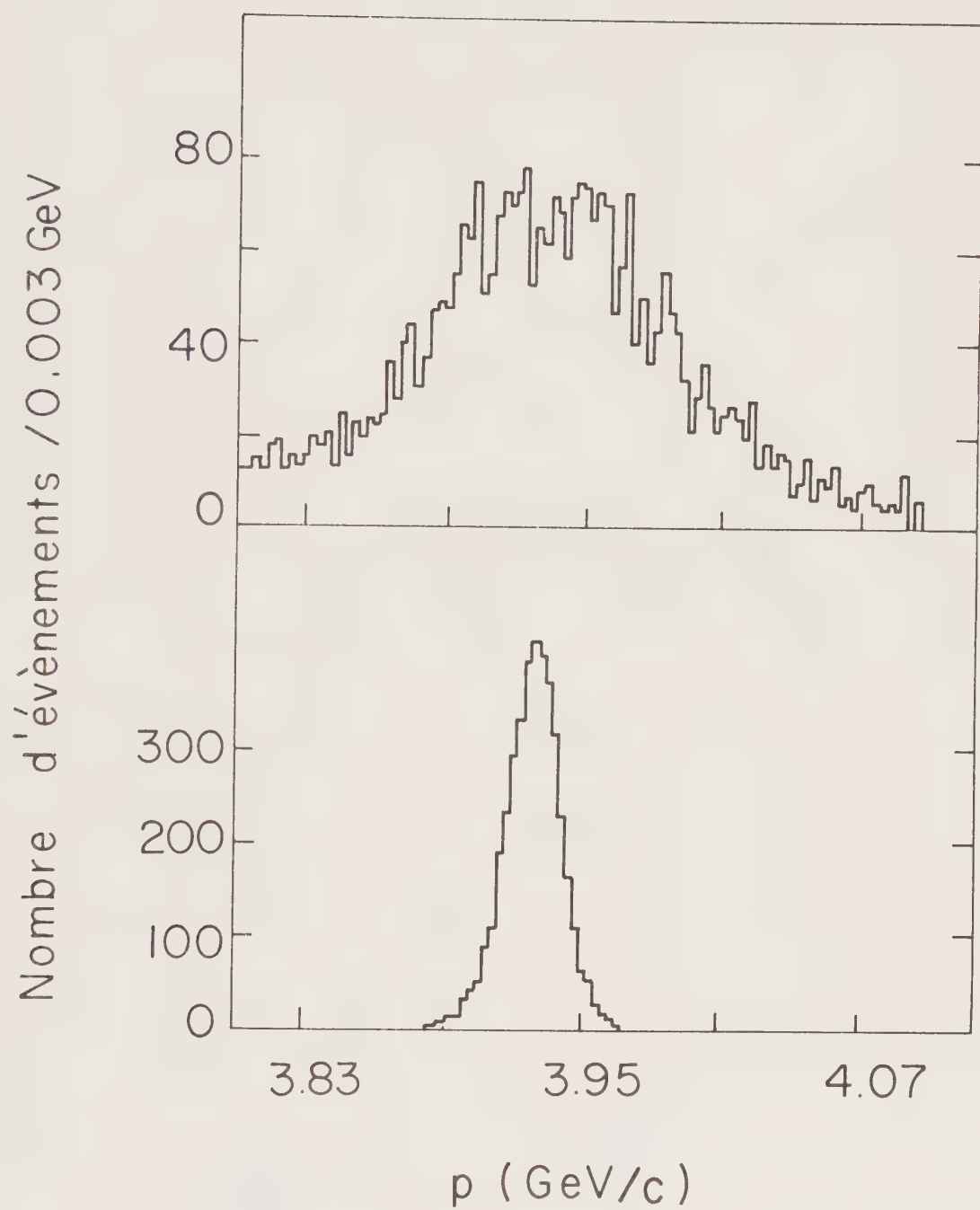


Fig. 3

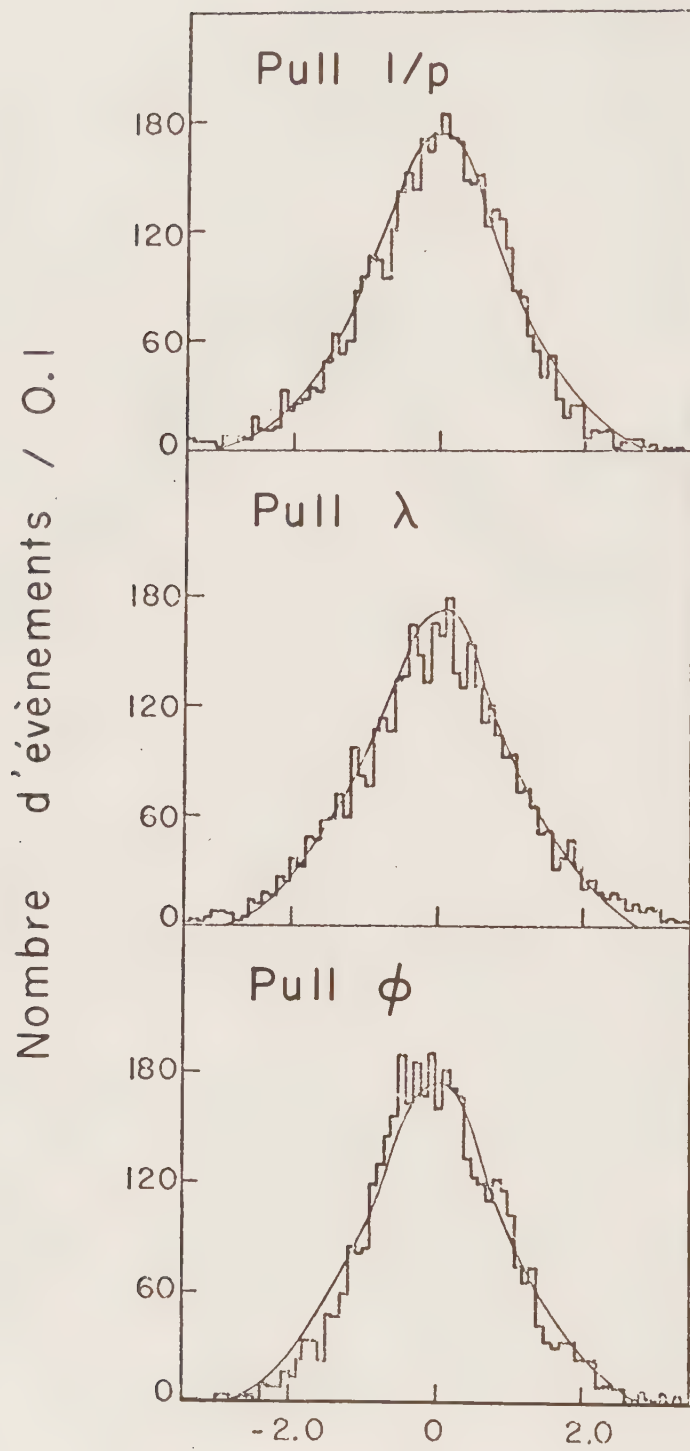


Fig. 4

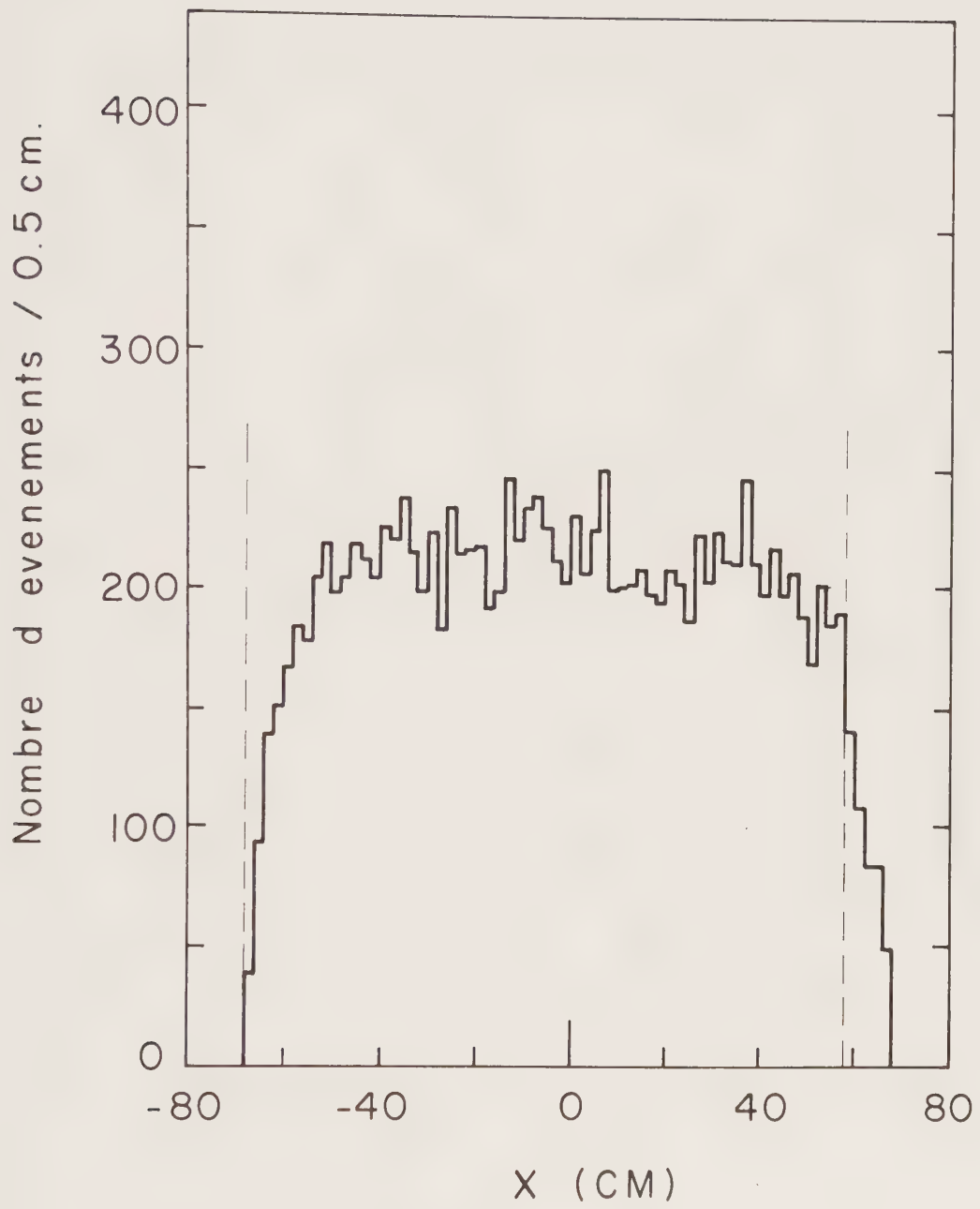


Fig. 5a

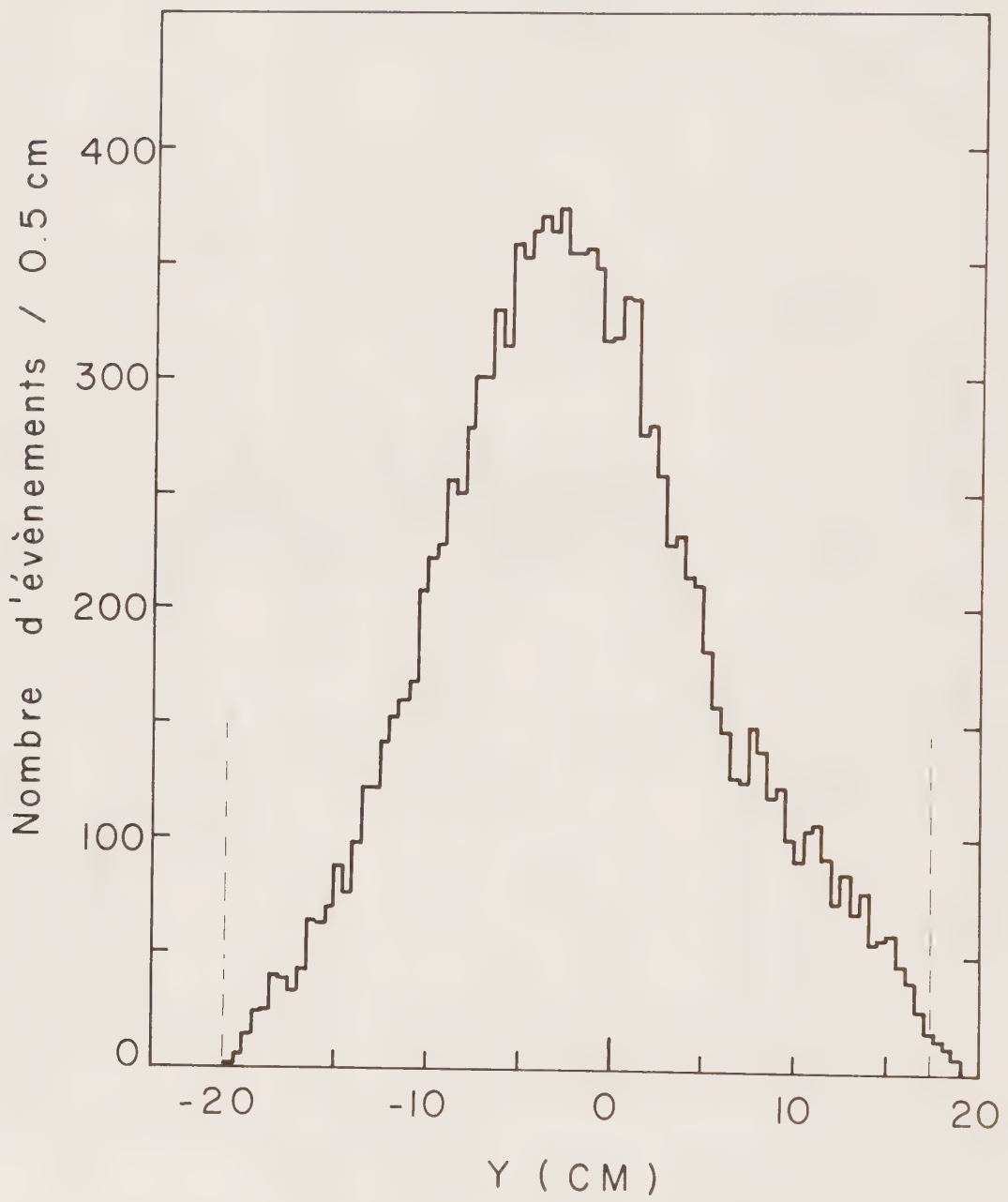


Fig. 5b

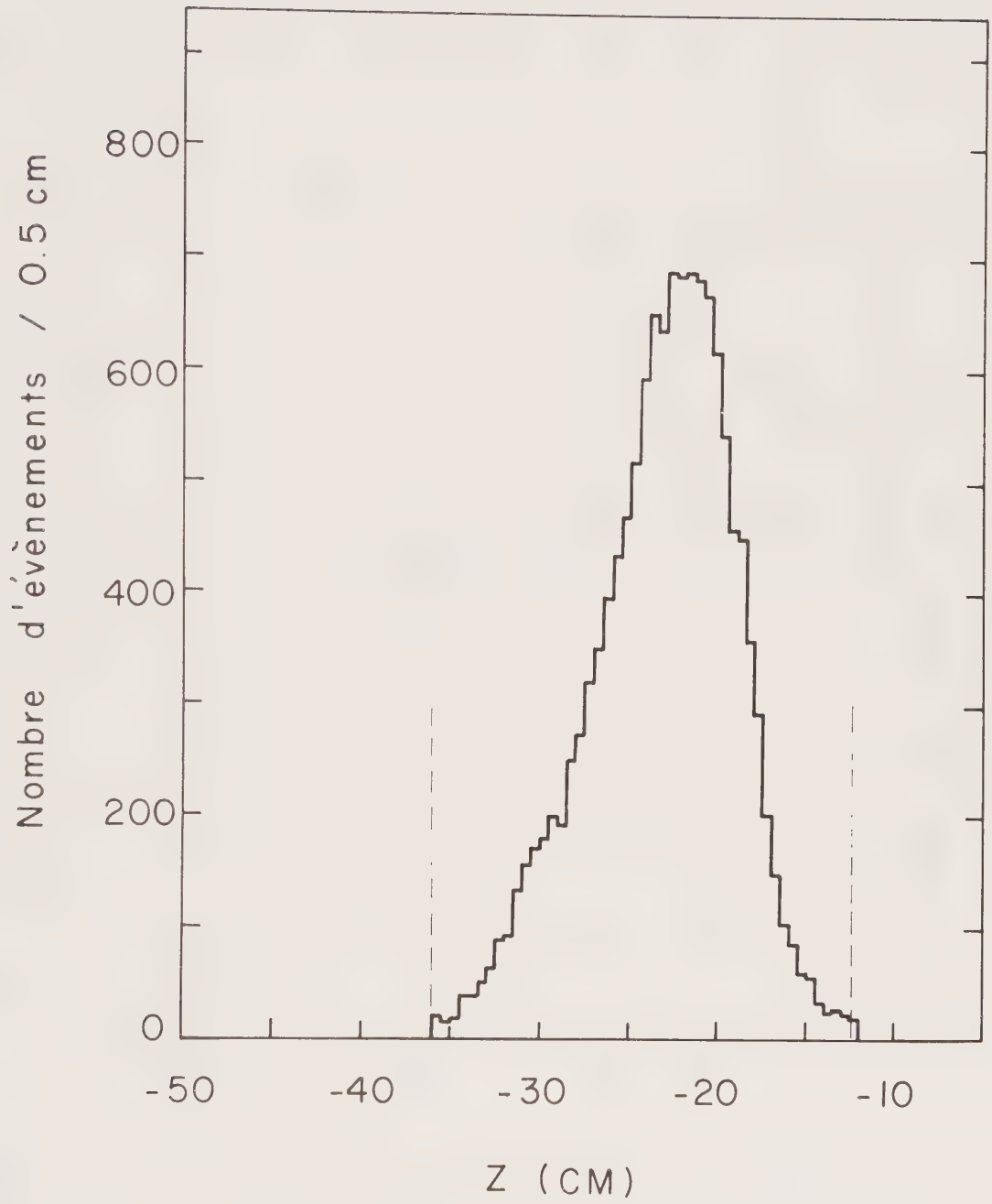


Fig. 5c

FIG. 6

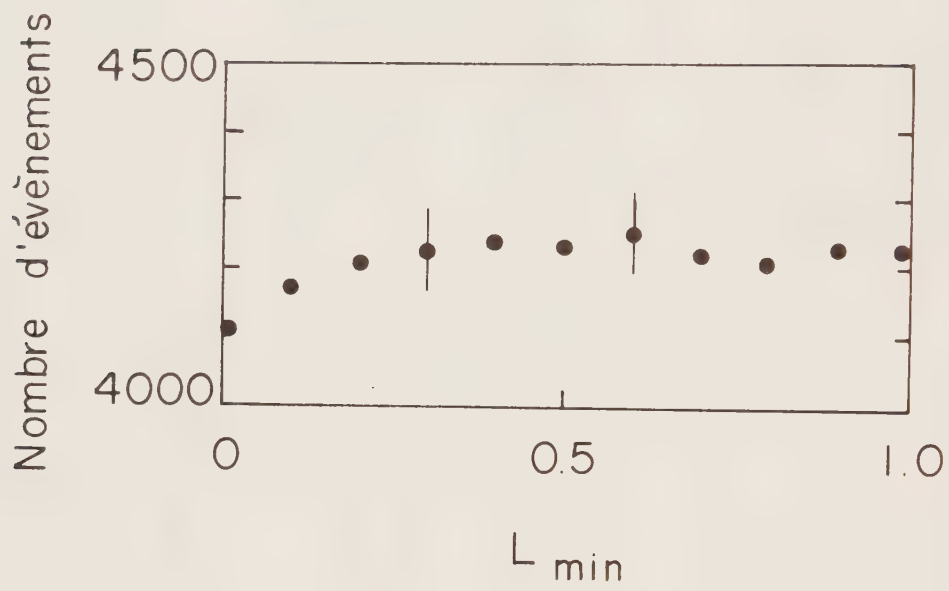
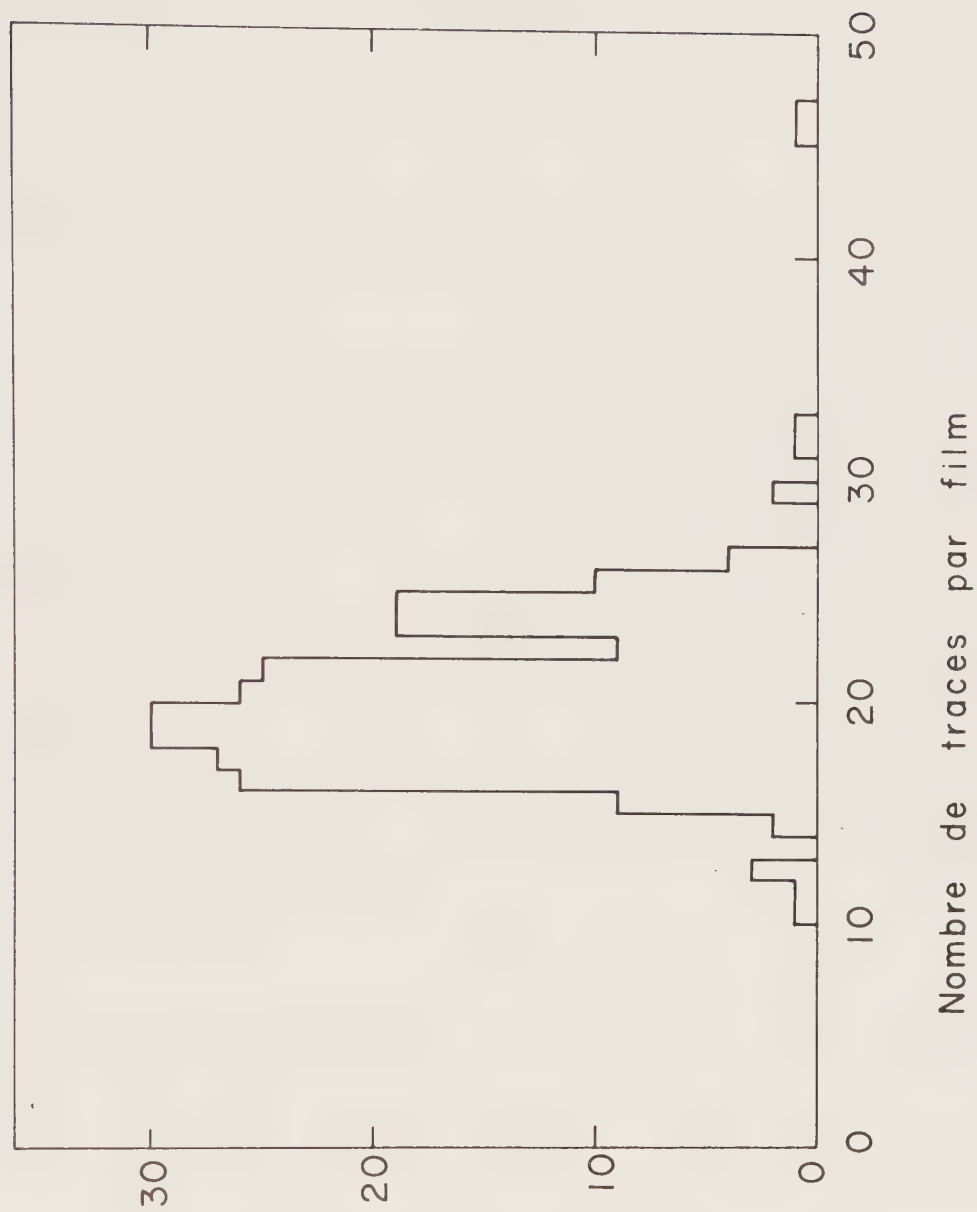


Fig. 6

Fig. 7



CHAPITRE 3

ASPECTS GENERAUX DES MODELES THEORIQUES DES INTERACTIONS FORTES ET APPLICATION A L'ETUDE DES REACTIONS $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ et $\pi^-p \rightarrow K^0\Sigma^0$

Sommaire

3.1	Introduction	p. 35
3.2	Les faits expérimentaux	p. 36
3.2.1	Comportement des sections efficaces	p. 36
3.2.2	Forme de la section efficace différentielle en fonction de l'énergie totale	p. 38
3.2.3	Evolution des sections efficaces en fonction de l'énergie totale	p. 38
3.2.4	Comportement relatif des collisions élastiques $AB \rightarrow AB$, $\bar{A}B \rightarrow \bar{A}B$	p. 39
3.2.5	Diagramme de Chew Frautschi	p. 39
3.3	Le formalisme de Regge	p. 39
3.4	La dégénérescence d'échange et la factorisation	p. 43
3.5	Conséquences expérimentales du formalisme des pôles de Regge, de la factorisation et de la dégénérescence d'échange	p. 44
3.6	Etude des réactions $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ et $\pi^-p \rightarrow K^0\Sigma^0$	p. 49
3.6.1	Etude des événements du type 002	p. 50
3.6.2	Etude des événements du type 001	p. 51
3.6.3	Sections efficaces	p. 52
3.6.4	Polarisation	p. 55
3.6.5	Paramétrisation des sections efficaces différentielles	p. 56
3.6.6	Comparaison des prévisions du modèle avec les résultats expérimentaux sans paramétrisation des résidus	p. 58
3.6.7	Comparaison des prédictions du modèle de Regge avec les réactions (1) et (2) : paramétrisation des résidus	p. 60
	CONCLUSIONS	p. 61

CHAPITRE 3

ASPECTS GÉNÉRAUX DES MODÈLES THÉORIQUES DES INTERACTIONS FORTES ET APPLICATION À L'ÉTUDE DES RÉACTIONS $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ et $\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0$

3.1 Introduction

La compréhension complète de la dynamique des interactions fortes, nécessite l'existence d'une théorie aujourd'hui encore inconnue. En l'absence d'une telle théorie, divers modèles ont été proposés. Parmi ceux-ci, le modèle des pôles de Regge se prête à une vérification expérimentale relativement simple, du moins pour les réactions limitées à deux corps dans l'état final du type:

$$A + B \rightarrow C + D$$

Le nombre de paramètres qui permet de décrire le modèle est alors relativement réduit. Comme nous allons le voir, les réactions

$$\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda \quad (1)$$

$$\text{et } \pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0 \quad (2)$$

sont particulièrement intéressantes pour vérifier les prédictions du modèle des pôles de Regge.

Avant de présenter nos propres résultats sur les réactions (1) et (2), nous allons résumer rapidement quelques faits expérimentaux que le modèle

suggère; ensuite, nous résumerons quelques résultats du modèle de Regge et finalement nous présenterons nos résultats et l'interprétation qu'on peut en donner.

Dans le chapitre 4, nous traiterons des réactions à deux corps où le méson pseudoscalaire est remplacé par un méson vectoriel.

$$\pi^- p \rightarrow K^{*0} \Lambda; \quad \pi^- p \rightarrow K^{*0} \Sigma^0.$$

Les conventions cinématiques sont présentées dans l'appendice A.

3.2 Les faits expérimentaux

3.2.1 Comportement des sections efficaces

En première approximation, les propriétés des interactions fortes semblent être dictées par les caractéristiques de la voie s, pour des énergies incidentes inférieures à 3 GeV/c, et par les caractéristiques des voies t et u pour les énergies supérieures à 3 GeV/c. La section efficace d'une réaction gouvernée par les propriétés de la voie s, t ou u, dépendent des nombres quantiques échangés dans cette voie. S'ils coïncident avec ceux d'une particule ou d'une résonance, la section efficace pourra être importante. Par contre, si les nombres quantiques échangés correspondent à un état "exotique", la section efficace sera réduite, sinon pratiquement nulle. Cet effet est vérifié de façon très générale.

La fig. 1 montre l'évolution de la section efficace élastique de diverses réactions en fonction de l'impulsion incidente.

Au-dessus de 3 GeV/c, la plupart des réactions étudiées présentent, soit un caractère périphérique (la particule incidente tend à se prolonger dans l'état final par une particule de nombres quantiques voisins et sans changement important de son impulsion incidente), soit un caractère antipériphérique.

Dans le premier cas, il est naturel d'interpréter la réaction en fonction d'un échange dans la voie t; dans le second cas, on introduira la notion d'échange dans la voie u.

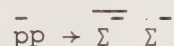
Voyons quelques exemples de ces différentes possibilités:

- a) Les nombres quantiques des voies "t" et "u" correspondent à des états permis (c'est-à-dire à des particules connues). La fig. 2 donne la section efficace différentielle pour la réaction



Dans ce cas, un méson ρ peut être échangé dans la voie t, et dans la voie u, un baryon. On observe, en effet, que la section efficace différentielle est importante aux petits angles (cas de l'échange d'un ρ) et non nulle aux grands angles (cas de l'échange d'un baryon). On remarque aussi que l'échange d'un ρ conduit à une section efficace sensiblement plus importante que celui d'un baryon, ce qui est un fait d'expérience général.

- b) Les nombres quantiques des voies t et u correspondent à des états exotiques. C'est le cas de la réaction



dans laquelle il faudrait échanger un méson étrange de charge deux dans la voie t ou une particule étrange de nombre baryonique deux dans la voie u. Cette réaction a une faible section efficace, (5.1 μ b) comparée par exemple à $\bar{p} p \rightarrow \bar{\Sigma}^+ \Sigma^+$ (55 μ b) et ne présente pas de caractère périphérique bien accentué [Réf. 1].

- c) Les nombres quantiques de la voie t sont permis et ceux de la voie u sont interdits. C'est le cas de la diffusion élastique



La fig. 3 montre la section efficace différentielle de cette réaction avec un maximum important aux faibles angles de diffusion, alors que la section efficace différentielle à grand angle est réduite par cinq ordres de grandeurs.

- d) Les nombres quantiques de la voie t sont interdits et ceux de la voie u sont permis:

C'est le cas de la réaction $\pi^- p \rightarrow \Sigma^- K^+$

La fig. 4 montre que pour cette réaction, la section efficace différentielle est accentuée vers les grands angles de diffusion.

3.2.2 Forme de la section efficace différentielle en fonction de l'énergie incidente

Pour des petites valeurs de t et de u, respectivement, les sections efficaces différentielles peuvent être paramétrisées en première approximation, par des fonctions du type:

$$\frac{d\sigma}{dt} = a e^{bt} ; \quad \frac{d\sigma}{du} = a' e^{b'u}$$

le comportement de b(s) et b'(s) est caractéristique de chaque réaction étudiée. Ainsi, pour les diffusions élastiques $\pi^+ p, K^- p$; b(s) est approximativement constant, alors que pour la diffusion élastique $\bar{p}p$, b(s) diminue lorsque s augmente et augmente avec s pour les diffusions élastiques $K^+ p$ et pp . Ces résultats expérimentaux peuvent être interprétés dans le cadre du modèle des pôles de Regge.

3.2.3 Evolution des sections efficaces en fonction de l'énergie totale

La dépendance en énergie des sections efficaces peut être paramétrisée par la fonction simple:

$$\sigma(s) = K (P_{LAB})^{-n}$$

On trouve expérimentalement que la valeur de n dépend de la nature de l'échange qui domine la réaction. Ci-dessous nous donnons les valeurs approximatives de n,

échange dominant:	valeur de n
nombres quantiques du vide	$0.0 < n < 0.3$

méson non étrange	$1.0 \leq n \leq 2.0$
méson étrange	$1.8 \leq n \leq 2.5$
baryon	$3.5 \leq n \leq 4.2$

3.2.4 Comportement relatif des collisions élastiques $AB \rightarrow AB$; $\bar{A}\bar{B} \rightarrow \bar{A}\bar{B}$

Le modèle de pôles de Regge permet d'interpréter le fait que la quantité $\Delta = \frac{d}{dt} (AB \rightarrow AB) - \frac{d}{dt} (\bar{A}\bar{B} \rightarrow \bar{A}\bar{B})$ change de signe pour $t = -0.15 \text{ GeV}^2$ pour les réactions πp , Kp , pp . Ce phénomène est observé pour différentes valeurs de s .

3.2.5 Diagrammes de Chew Frautschi

L'ensemble des particules et résonances connues présente la propriété remarquable de former des trajectoires linéaires dans un plan où l'abscisse correspond à la masse carrée et l'ordonnée, au spin des états considérés. Tous nombres quantiques étant égaux par ailleurs, les états se distribueront sur une seule trajectoire linéaire, en des points correspondant à des valeurs entières de spin et espacés de $\Delta J=2$.

De plus, toutes ces trajectoires ont à peu près la même pente, à savoir approximativement 1 GeV^{-2} (figs 5 et 6).

Ces trajectoires sont mieux établies, expérimentalement, pour les baryons que pour les mésons. Dans le premier cas, nous connaissons plusieurs exemples de familles comprenant plus de deux membres. Dans le cas des mésons, l'incertitude qui plane encore sur la détermination des nombres quantiques de certaines résonances limite sévèrement le nombre d'états sur lesquels les trajectoires de Chew-Frautschi peuvent être tracées.

3.3 Le formalisme de Regge

Nous avons résumé ci-dessus un ensemble de faits expérimentaux caractéristiques des interactions fortes. Le modèle des pôles de Regge, en s'appuyant sur quelques hypothèses générales telles que l'analyticité, les propriétés de croisement et en postulant quelques propriétés générales sur la nature de l'amplitude de diffusion, permet d'interpréter au moins

qualitativement, l'ensemble de ces faits expérimentaux [Réf. 2].

Nous résumons donc le formalisme de Regge avec lequel nous tenterons aussi d'interpréter nos propres résultats expérimentaux.

L'amplitude de diffusion d'une réaction à deux corps, non doués de spin, peut être développée en ondes partielles de la façon suivante:

$$f(E, \cos\theta) = \frac{1}{p} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) T(\ell, E) P_{\ell}(\cos\theta)$$

avec:

- E ... énergie totale dans le centre de masse
- $P_{\ell}(\cos\theta)$... Polynome de Legendre d'ordre ℓ
- p ... Impulsion initiale dans le centre de masse
- θ ... Angle de diffusion dans le centre de masse
- $T(\ell, E)$... Amplitude d'onde partielle

Si $f(E, \cos\theta)$ est une fonction analytique, on peut lui appliquer la transformation de Sommerfeld-Watson, en admettant que ℓ puisse prendre des valeurs complexes.

$$f(E, \cos\theta) = \frac{1}{2ip} \int_{-\frac{1}{2}-i\infty}^{-\frac{1}{2}+i\infty} \frac{(2\ell+1) T(\ell, E) P_{\ell}(-\cos\theta) d\ell}{\sin \pi \ell} - \frac{\pi}{p} \sum_{\substack{\downarrow \\ \text{pôles de} \\ T(\ell, E)}} \frac{(2\alpha_j(E)+1) R_j(E) P_{\alpha_j(E)}(-\cos\theta)}{\sin \pi \alpha_j(E)}$$

$\alpha_j(E)$, fonction qui donne les pôles de $T(\ell, E)$ dans le plan complexe ℓ (pôles de Regge).

L'expression ci-dessus doit être modifiée pour tenir compte du concept de la "signature", liée à l'existence d'un potentiel d'échange, en faisant apparaître le facteur:

$$\frac{1}{2} \left[P_{\alpha_j(E)}(-\cos\theta) + (-1)^{\ell} P_{\alpha_j(E)}(\cos\theta) \right]$$

Nous allons maintenant appliquer ce développement à l'amplitude de diffusion exprimée dans la voie t , puisque les réactions que nous devons interpréter semblent être dominées, largement, par les échanges qui peuvent se produire dans cette voie.

$$A_o^t(t,s) = I(t,s) - \frac{\pi}{p} \sum_j \frac{2\alpha_j(t) + 1}{\sin \pi \alpha_j(t)} R_j(t) \frac{1}{2} \left[P_{\alpha_j(t)}(-\cos\theta) + (-1)^{\alpha_j(t)} P_{\alpha_j(t)}(\cos\theta) \right]$$

où p et θ sont l'impulsion incidente et l'angle de diffusion vus dans la voie t . $I(t,s)$ = Intégral de fond.

Pour obtenir l'amplitude dans la voie s , $A^s(s,t)$, on applique la propriété de croisement à l'amplitude relativiste:

$$A^t(s,t) = 8\pi \sqrt{\frac{tp}{p'}} A_o^t(t,s)$$

où p et p' sont les impulsions initiales et finales dans le centre de masse dans la voie t .

$$A^s(s,t) = A^t(t,s)$$

$$A^s(s,t) = 8\pi \sqrt{\frac{tp}{p'}} I(s,t) - \frac{8\pi^2}{p} \sqrt{\frac{tp}{p'}} \sum_j \frac{(2\alpha_j(t)+1)}{\sin \pi \alpha_j(t)} R_j(t) \frac{1}{2} \left[P_{\alpha_j(t)}(-\cos\theta) + (-1)^{\alpha_j(t)} P_{\alpha_j(t)}(\cos\theta) \right]$$

Asymptotiquement l'expression précédente peut s'écrire:

$$A^s(s,t) = \sum_j R_j(t) \left[\frac{1 + (-1)^{\alpha_j(t)} e^{-i\pi \alpha_j(t)}}{\sin \pi \alpha_j(t)} \right] \left(\frac{s}{s_o} \right)^{\alpha_j(t)} \quad \text{et}$$

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi s} |A^s(s,t)|^2$$

Dans le cas fréquent où l'une des particules de l'état initial et de l'état final possède un spin demi-entier ($\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$), on peut encore développer les amplitudes séparément pour le non-renversement de spin (NRS)

et le renversement de spin (RS), ce qui nous amène aux expressions [Réf. 3]:

$$A^{++} = \frac{1}{1-t} \sum_j \frac{R_j(t)}{(m+m')^2} \xi_j(t) \left(\frac{s-u}{4mw_0} \right)^{\alpha_j(t)} \quad (\text{NRS})$$

$$A^{+-} = \sum_j S_j(t) \xi_j(t) \left(\frac{s-u}{4mw_0} \right)^{\alpha_j(t)-1} \quad (\text{RS})$$

m, m' ... masses des baryons

w_0 ... facteur d'échelle

$R_j(t), S_j(t)$... fonction des résidus

$$\xi_j(t) = - \frac{e^{-i\pi\alpha_j(t)} \pm 1}{\sin \pi\alpha_j(t)} \quad (\text{facteur de signature})$$

La section efficace différentielle et les polarisations sont alors données par:

$$\frac{d\sigma}{dt} = a |A^{++}|^2 + b |A^{+-}|^2; \quad \vec{P} \frac{d\sigma}{dt} = 2 \sqrt{ab} \operatorname{Im} (A^{++} A^{+-}) \vec{n}$$

ou,

$$a = \frac{1}{64 \pi s p^2} \left[(m+m')^2 - t \right]$$

$$b = \frac{p'^2}{16 \pi} \frac{\sin^2 \theta}{\left[(m+m')^2 - t \right]}$$

θ ... angle de diffusion dans le CM (voie s)

$\vec{p}, \vec{p}'$... impulsions initiales et finales dans le CM (voie s)

s, t ... 4-impulsion transférée (voir appendice A)

$\vec{n}$... normal au plan de production

3.4 La dégénérescence d'échange et la factorisation

La description des observations expérimentales par le modèle des pôles de Regge est grandement simplifiée par l'introduction des concepts de dégénérescence d'échange et de factorisation, qui permettent essentiellement de réduire le nombre de paramètres à introduire dans l'amplitude de diffusion.

La dégénérescence d'échange a été proposée pour la première fois par Arnolds [Réf. 4]; l'introduction de la dualité [Réf. 5] a permis de trouver un cadre logique à cette propriété, qui admet que la même trajectoire au sens de Chew-Frautschi décrit des systèmes de nombres quantiques égaux mais de spin différent, non pas de $\Delta j=2$ comme dans la proposition initiale mais de $\Delta j=1$ (par exemple dans le cadre de la dégénérescence d'échange la trajectoire des mésons ρ -g se superposent à celle du A_2). Cette dégénérescence est dite faible, par opposition à la dégénérescence "forte" qui implique, de plus, l'égalité des résidus des pôles correspondants.

Les trajectoires, au sens de Chew-Frautschi, semblent bien, en effet, dégénérées comme l'indique l'hypothèse d'Arnolds, dans la mesure où les données expérimentales sont connues (figs.5 et 6).

Nous allons montrer, sur un exemple, comment cette hypothèse est la conséquence naturelle de la dualité. Considérons la réaction $\pi^+ K^+ \rightarrow \pi^+ K^+$ exotique dans la voie s, mais permise dans la voie t. L'exotisme de la voie s entraîne l'annulation de la partie imaginaire de l'amplitude, commune aux deux voies. Les résidus des trajectoires qui peuvent contribuer à l'échange dans la voie t (ici les trajectoires du K^* (890) et du K^{**} (1400)) doivent donc être les mêmes et on montre que cette égalité est vérifiée lorsque ces trajectoires doivent être superposées.

Les résidus qui interviennent dans les amplitudes d'échange dépendent du produit des constantes de couplage à chaque vertex de la trajectoire échangée. L'introduction de SU3 permet donc d'établir des relations entre plusieurs réactions. C'est l'hypothèse de la factorisation.

3.5 Conséquences expérimentales du formalisme des pôles de Regge, de la factorisation et de la dégénérescence d'échange

La mesure des sections efficaces différentielles et de la polarisation permet une vérification expérimentale des hypothèses avancées ci-dessus dans le cas où une expression spécifique des résidus n'est pas nécessaire.

Considérons par exemple l'ensemble des réactions suivantes:

$$\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda \quad (1)$$

$$\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0 \quad (2)$$

$$K^- n \rightarrow \pi^- \Lambda \quad (3)$$

$$K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+ \quad (4)$$

$$\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+ \quad (5)$$

Hypothèse I :

On suppose que les réactions ci-dessus peuvent être décrites par l'échange dans la voie t des trajectoires correspondant aux mésons K^* (890) et K^{**} (1400) sans faire d'hypothèse sur la dégénérescence de ces trajectoires.

On peut alors établir des relations pour ces réactions, entre les produits de la section efficace différentielle par la polarisation de l'hypéron de l'état final

$$\begin{aligned} P \frac{d\sigma}{dt} (1) &= -P \frac{d\sigma}{dt} (3) \\ 2P \frac{d\sigma}{dt} (2) &= -P \frac{d\sigma}{dt} (4) \end{aligned} \quad (I)$$

En effet, les amplitudes pour les réactions (1) et (3), par exemple, s'écrivent:

$$\begin{aligned} A_1(s,t) &= a (A_{K^*}^{++} + A_{K^{**}}^{++}) + b (A_{K^*}^{+-} + A_{K^{**}}^{+-}) \\ A_3(s,t) &= a (-A_{K^*}^{++} + A_{K^{**}}^{++}) + b (-A_{K^*}^{+-} + A_{K^{**}}^{+-}) \end{aligned}$$

Le signe négatif devant A_{K^*} pour la réaction (3) vient du fait que cette réaction est liée à la réaction (1) par croisement ($\pi \leftrightarrow K$), ce qui entraîne un signe opposé pour les termes de signature négative.

$$P \frac{d\sigma}{dt} (1) = 2 \sqrt{ab} \operatorname{Im} \left[\left(A_{K^*}^{++} + A_{K^{**}}^{++} \right)^* \left(A_{K^*}^{+-} + A_{K^{**}}^{+-} \right) \right]$$

$$P \frac{d\sigma}{dt} (3) = 2 \sqrt{ab} \operatorname{Im} \left[\left(-A_{K^*}^{++} + A_{K^{**}}^{++} \right)^* \left(-A_{K^*}^{+-} + A_{K^{**}}^{+-} \right) \right]$$

En utilisant la factorisation des résidus, nous pouvons séparer les couplages des vertex et les relier, si nécessaire, par les coefficients du SU3. Dans le cas présent, les couplages des réactions (1) et (3), pour les mésons vecteur et tenseur, sont donnés par l'expression

$$\sqrt{\frac{3}{2}} \left(1 - \frac{2}{3} \alpha \right) \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{D}{D+F}$$

ou D et F sont les couplages symétriques et antisymétriques. Les résidus $R_j(t)$ (NRS) et $S_j(t)$ (RS) sont les mêmes pour les deux réactions séparément, pour le $K^*(890)$ et le $K^{**}(1400)$. Donc:

$$P \frac{d\sigma}{dt} (1) = 2 \sqrt{ab} \operatorname{Im} \left[\left(A_{K^*}^{++} \right)^* A_{K^{**}}^{+-} + A_{K^*}^{+-} \left(A_{K^{**}}^{++} \right)^* \right] +$$

$$+ 2 \sqrt{ab} \operatorname{Im} \left[\left(A_{K^*}^{++} \right)^* A_{K^*}^{+-} + \left(A_{K^{**}}^{++} \right)^* A_{K^{**}}^{+-} \right]$$

Mais,

$$\operatorname{Im} \left[\left(A_{K^*}^{++} \right)^* \left(A_{K^*}^{+-} \right) \right] = F(t) \cdot \left[\frac{s-u}{4m_W O} \right]^{2\alpha(t)-1} \operatorname{Im} |\xi_j(t)|^2 = 0$$

De même:

$$P \frac{d\sigma}{dt} (3) = -2 \sqrt{ab} \operatorname{Im} \left[\left(A_{K^*}^{++} \right)^* A_{K^{**}}^{+-} + A_{K^*}^{+-} \left(A_{K^{**}}^{++} \right)^* \right]$$

d'où la relation I.

Une relation analogue peut être établie pour les réactions (2) et (4).

Hypothèses II :

Nous introduisons maintenant l'hypothèse de la dégénérescence faible: Nous supposons donc que les trajectoires du K^* (890) et K^{**} (1400) sont dégénérées.

Alors, il est possible d'établir deux types de relation, l'une entre les sections efficaces différentielles, l'autre entre les polarisations:

$$\frac{d\sigma}{dt} (1) = \frac{d\sigma}{dt} (3) \quad (II)$$

$$2 \frac{d\sigma}{dt} (2) = \frac{d\sigma}{dt} (4)$$

$$P_{\Lambda} (1) = -P_{\Lambda} (3) \quad (III)$$

$$P_{\Sigma} (2) = -P_{\Sigma} (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} (1) &= a |A_{K^*}^{++} + A_{K^{**}}^{++}|^2 + b |A_{K^*}^{+-} + A_{K^{**}}^{+-}|^2 = \\ &= a \left\{ |A_{K^*}^{++}|^2 + |A_{K^{**}}^{++}|^2 + 2 \operatorname{Re} \left[(A_{K^*}^{++})^* A_{K^{**}}^{++} \right] \right\} + \\ &+ b \left\{ |A_{K^*}^{+-}|^2 + |A_{K^{**}}^{+-}|^2 + 2 \operatorname{Re} \left[(A_{K^*}^{+-})^* A_{K^{**}}^{+-} \right] \right\} \end{aligned}$$

$$\text{Mais } \operatorname{Re} \left[(A_{K^*}^{++})^* A_{K^{**}}^{++} \right] = F \cdot \operatorname{Re} \left[(1-e^{i\pi\alpha(t)}) (1+e^{-i\pi\alpha(t)}) \right] = 0$$

$$\operatorname{Re} \left[(A_{K^*}^{+-})^* A_{K^{**}}^{+-} \right] = F' \cdot \operatorname{Re} \left[(1-e^{i\pi\alpha(t)}) (1+e^{-i\pi\alpha(t)}) \right] = 0$$

$$\frac{d\sigma}{dt} (1) = a (|A_{K^*}^{++}|^2 + |A_{K^{**}}^{++}|^2) + b (|A_{K^*}^{+-}|^2 + |A_{K^{**}}^{+-}|^2)$$

de même

$$\frac{d\sigma}{dt} (3) = a (|A_{K^*}^{++}|^2 + |A_{K^{**}}^{++}|^2) + b (|A_{K^*}^{+-}|^2 + |A_{K^{**}}^{+-}|^2)$$

donc : $\frac{d\sigma}{dt} (1) = \frac{d\sigma}{dt} (3)$

De (I) et (II), on déduit facilement (III)

$$P_{\Lambda} (1) = -P_{\Lambda} (3)$$

Hypothèse (III)

Nous introduisons maintenant la dégénérescence forte: Nous supposons donc que les trajectoires du $K^*(890)$ et du $K^*(1400)$ sont dégénérées et, de plus, que leurs résidus sont égaux.

Alors, la polarisation de l'hypéron dans toutes les réactions étudiées est nulle; la polarisation est en effet donnée par le terme d'interférence entre les amplitudes des deux mésons, interférence qui n'existe plus si les trajectoires et les résidus coïncident.

Pour les réactions dominées par l'échange des mésons non étranges, des relations analogues peuvent être déduites. Par exemple:

$$\frac{d\sigma}{dt} (K^+ n \rightarrow K^0 p) = \frac{d\sigma}{dt} (K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n)$$

$$\sigma_t (K^+ p) = \sigma_t (K^+ n)$$

Ces dernières relations sont satisfaites par l'observation expérimentale pour les énergies supérieures à ~ 5 GeV/c [Réf. 6].

Comme nous le verrons plus loin, les prévisions du modèle de Regge avec des pôles purs est incompatible avec les données expérimentales pour les réactions avec échange d'hypercharge. D'ailleurs la faiblesse du modèle se manifeste dans d'autres réactions, par exemple la polarisation non nulle du neutron dans les réactions $(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n, \pi^- p \rightarrow \eta n)$ ou encore les

prévisions des modèles pour les résultats expérimentaux à plus haute énergie obtenus avec l'accélérateur de Serpukhov.

Afin de remédier à cette situation, plusieurs auteurs [Réf. 7] ont proposé l'introduction de coupures coexistantes avec les pôles de Regge. Essentiellement, cette coupure se traduit par un terme de la forme.

$$F(s, t) = \int_{-\infty}^{\alpha_C(t)} \Delta A(\alpha_j t) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha} d\alpha$$

$\alpha_C(t)$... point de branchement

$\Delta A(\alpha_j t)$... discontinuité de l'amplitude $T(l, t)$ à travers la coupure

D'une façon générale on peut écrire:

$$\Delta A(\alpha_j t) = (\alpha_0(t) - \alpha)^n$$

d'où

$$F(s, t) = \frac{(s/s_0)^{\alpha_C(t)}}{(\ln s/s_0)^{n+1}}$$

Nous pouvons imaginer qu'à côté des trajectoires de Regge échangées, il existe une diffusion élastique intermédiaire des particules de l'état final. On peut démontrer que l'amplitude de ce mécanisme est équivalent au formalisme des coupures de Regge décrit ci-dessus. La fig.7 illustre le processus décrit, avec l'amplitude de diffusion correspondante:

$$C(s, t) = \int dt' R(s, t') E(s, t'')$$

Si $R(s, t)$ et $E(s, t)$ sont remplacés par les formules de Regge dans le calcul de l'intégral, on peut prouver que $C(s, t)$ a une dépendance en $1/\ln s$, un point de branchement à $t=0$ donné par $\alpha_C = \alpha_E + \alpha_{EL} - 1$

(α_E, α_{EL} , intercept pour la trajectoire échangée et pour le poméron) et l'inclinaison du point de branchement $\alpha(t)$, donné par

$$\alpha'_C = \frac{\alpha'_E \times \alpha'_{EL}}{\alpha'_E + \alpha'_{EL}}$$

(α'_E, α'_{EL} sont les pentes des trajectoires échangées et du poméron [Réf. 7]).

3.6 Etude des réactions $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ et $\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0$

L'étude des réactions:

$$\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda \quad (1)$$

$$\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0 \quad (2)$$

est entreprise à partir de l'examen des événements où la particule incidente (π^-) engendre une topologie du type 0 branches, 1 V^0 associé (001) ou 2 V^0 associés (002).

Avec ces types de topologies, la mesure du V^0 et son identification (K^0 ou Λ) permet de tracer les spectres de masse manquante carrée, représentés sur la fig. 3. Elle donne également une représentation de la résolution expérimentale pour les spectres de masse du K^0 et du Λ pour les processus que nous étudions.

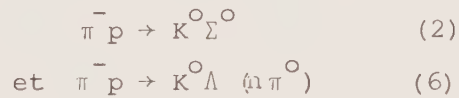
Il apparaît nettement sur ces spectres que la résolution est meilleure lorsque le Λ est observé et non le K^0 . Ceci est facilement explicable par la dynamique des réactions étudiées, dont le caractère périphérique favorise l'émission d'un Λ lent, alors que le K^0 est généralement rapide.

Pour les événements traités ici, la résolution expérimentale en masse manquante carrée est de l'ordre de 0.05 GeV^2 pour les événements avec Λ identifié, et de l'ordre de 0.10 GeV^2 lorsque le K^0 est identifié.

3.6.1 Etude des événements du type 002

Dans ce cas, le Λ et le K^0 sont identifiés. Il est donc possible de calculer le carré de la masse manquante au Λ ainsi que celui de la masse manquante au K^0 (fig. 9).

Sur cette figure, les événements correspondant à la réaction (1) sont représentés par une accumulation des points centrés en (0.25, 1.25). Cette accumulation est distincte du reste des événements qui correspondent aux réactions:



Par contre, il n'est pas possible sur ce diagramme de séparer complètement les réactions (2) et (6), puisque les limites du spectre de masse carrée manquante au Λ , dans le cas de la réaction (2) (0.254 à 1.07 GeV²) incluent celles de la réaction (3) (0.400 à 1.76 GeV²). Après l'ajustement cinématique, 80% des événements sont identifiés de façon univoque entre les réactions (1) (4-contraintes) et (2) (2 contraintes).

L'analyse statistique suivante permet d'attribuer la plupart des événements ambigus entre les hypothèses (1) et (2) à la première de celles-ci. En effet, le diagramme de $\cos \alpha$ en fonction de la masse manquante carrée au Λ pour les événements avec un ajustement $K^0 \Sigma^0$ acceptable, (fig.10) (α est l'angle que fait la ligne de vol du Σ^0 avec celle du Λ , vu dans le système au repos du Σ^0) présente une accumulation de points expérimentaux vers $\cos \alpha = 1$ et pour une masse manquante correspondant à celle du K^0 , alors que les événements correspondants à la réaction (2) doivent avoir une distribution en $\cos \alpha$ isotrope.

Avec une coupure de 0.1% sur les probabilités acceptables, 5% des événements donnant un ajustement correspondant à la réaction (2) donnent également un ajustement correspondant à la réaction $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda \pi^0$, mais le diagramme de ces probabilités montre une nette préférence pour

l'hypothèse (2). En conséquence ces événements sont attribués, dans leur totalité à cette réaction.

A titre de contrôle, la fig. 10a montre l'angle de désintégration $\cos \alpha$ du Σ^0 pour tous les événements attribués à la réaction (2). Cette distribution est en accord avec l'isotropie attendue.

Notons enfin, qu'aucun événement ne conduit à une ambiguïté cinématique entre les hypothèses (1) et (6).

3.6.2 Etude des événements du type 001

La résolution expérimentale n'étant pas suffisante, dans ces cas, pour séparer les Λ des Σ^0 lorsque le V^0 observé est identifié au K^0 , nous nous limitons à l'analyse des événements dont le Λ est observé. De plus, ces derniers événements sont les seuls à fournir une mesure de la polarisation de l'hypéron.

La fig. 11 montre la masse manquante carrée au Λ pour les événements ayant donné un ajustement acceptable pour l'hypothèse (1). Le maximum centré à $\sim 0.25 \text{ GeV}^2$ est dû aux événements correspondant à l'hypothèse (1), mais ce maximum ne peut pas être isolé complètement du fond d'événements correspondant à l'hypothèse (2). Pour estimer la contamination du lot attribué à la réaction (1), nous avons simulé des événements du type 001 à partir des 002, en supposant que le K^0 n'était pas visible. Nous avons trouvé de cette manière que 18% des événements correspondant à l'hypothèse (2) simulaient la réaction (1) alors que 4% des événements correspondant aux hypothèses (3) simulaient la réaction (1).

Nous avons donc évalué en valeur absolue la contamination du lot de 001 attribué à l'hypothèse (1) par les réactions (2) et (3). l'effet de cette contamination pour la polarisation du Λ est négligeable puisque

$$P_{\Lambda} (\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma) = - \frac{1}{3} P_{\Sigma^0}$$

3.6.3 Sections efficaces

Chaque évènement est affecté d'un poids pour tenir compte des dimensions finies de la chambre ainsi que des pertes de dépouillement pour les petites lignes de vol des V^0 (voir chapitre 2.6). Les pertes dépendant de la topologie utilisée, nous donnons dans le tableau 1 les probabilités d'observation de chaque hypothèse (1) et (2) et pour les deux topologies 001 et 002 considérées dans cette étude. Dans ce tableau, nous utilisons les notations suivantes :

R_{Λ} : rapport de branchement $\Lambda \rightarrow (p\pi^-) / \Lambda \rightarrow (p\pi^- + n\pi^0)$

$$R_{\Lambda} = 0.64$$

R_{K^0} : rapport de branchement $K^0 \rightarrow (\pi^+\pi^-) / K^0 \rightarrow (\pi^+\pi^- + \pi^0\pi^0)$

$$R_{K^0} = 0.687$$

P : probabilité de désintégration observable, c'est-à-dire intervenant entre une longueur de vol minimum ($l_{\min} \times \cos \lambda$) et la longueur de vol potentielle (λ est l'angle de plongée)
 $W = 1/P$

Pour le calcul des sections efficaces des réactions (1) et (2), chaque évènement est pondéré par l'inverse de la probabilité donnée par les formules suivantes :

$$\begin{aligned} P(\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda) &= (R_{K^0} R_{\Lambda} P_{K^0} P_{\Lambda}) + (1 - R_{K^0} P_{K^0}) (R_{\Lambda} P_{\Lambda}) = \\ &= \left\{ P(K^0, vu) [\cap] P(\Lambda, vu) \right\} [\cup] \left\{ P(K^0, \text{non } vu) [\cap] P(\Lambda, vu) \right\} \\ P(\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0) &= R_{K^0} R_{\Lambda} P_{K^0} P_{\Lambda} \end{aligned}$$

Pour le calcul de la polarisation des Λ dans $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$, chaque événement est pondéré par l'inverse de P_{pol} où :

$$P_{pol} = P(\Lambda, vu) \left[\cap \right] P(K^0, \text{ non compris entre } 0 \text{ et } L_{min})$$

Les figs. (12) et (13) montrent les distributions des poids W_{K^0} et W_{Λ} en imposant les coupures décrites dans le chapitre 2, pour les événements qui ont donné un ajustement à une des deux réactions (1) ou (2).

Lors du calcul des sections efficaces, il faut tenir compte des événements qui ont été trouvés au dépouillement, mais qui pour diverses raisons ne se trouvent pas sur la DST. Ces événements ont été distribués en plusieurs catégories afin d'éviter des erreurs systématiques possibles, ce qui est illustré dans la table 2 (seulement pour les topologies 001 et 002).

Le nombre total d'événements non pondérés par topologies se trouve dans la table 3. Le calcul des sections efficaces est donné par :

$$\sigma = \frac{(W) (1 + f \cdot R)}{T}$$

W ... (somme des poids pour tous les événements)

f ... rapport entre le nombre d'événements assignés à une réaction donnée et le nombre total d'événements de la topologie.

R ... nombre total d'événements rejetés de la topologie

T ... nombre d'événements par microbarn

Les valeurs obtenues pour la section efficace totale de deux réactions étaient :

$$(58 \pm 3) \mu b \quad (\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda)$$

$$(33 \pm 4) \mu b \quad (\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0)$$

Sur la fig.14 nous avons le résultat de la compilation mondiale [ref. 8] des mêmes réactions à plusieurs énergies et nous pouvons voir qu'il existe une continuité de nos points expérimentaux avec les autres expériences.

La section efficace différentielle a été calculée pour la partie en avant des deux réactions et les valeurs se trouvent sur les figs. 15 et 16 (voir tables 4 et 5) pour les valeurs respectives.

Ces distributions sont caractérisées par un maximum important pour les faibles valeurs de $-t$. On peut aussi noter un changement de pente assez net, pour des valeurs du moment de transfert voisin de $t = -0.4 \text{ GeV}^2$. Sur la fig.17 on a porté les distributions angulaires complètes du K^0 dans le CM ; on peut noter un minimum pour les valeurs intermédiaires de t , suivi d'une remontée correspondant à des diffusions arrières

La résolution expérimentale δt , du quadrimoment transféré, dépend de l'impulsion du Λ et de son erreur (l'erreur dans l'impulsion du Λ est influencée dans l'ajustement par les erreurs sur les paramètres mesurés des autres particules) :

$$t = (M_{\Lambda} - M_C)^2 - 2 T_{\Lambda} M_C$$

$$\delta t = 2M_C \frac{P_{\Lambda}}{E_{\Lambda}} \delta P_{\Lambda}$$

$T_{\Lambda}, P_{\Lambda}, E_{\Lambda}$... énergie cinétique, impulsion et énergie totale du Λ dans le laboratoire

M_C ... masse de la cible

δP_{Λ} ... erreur dans l'impulsion du Λ

M_{Λ} ... masse du Λ

La distribution de δt se trouve dans la fig.13 où la valeur moyenne est de $\sim 0.01 \text{ GeV}^2$

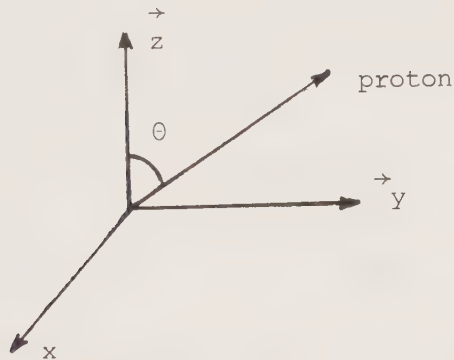
3.6.4. Polarisation

La polarisation du Λ , ne peut être différente de zéro que dans la direction de la normale au plan de production, puisque la parité est conservée dans les interactions fortes, et peut être calculée à partir de l'analyse de sa désintégration car la violation de la parité à la désintégration entraîne une asymétrie dans sa distribution angulaire.

Les formules utilisées pour le calcul de la polarisation sont (voir fig. ci-dessous).

$$P_z = \frac{3}{\alpha} \sum_{i=1}^N w_i \cos \theta_i / \sum_{i=1}^N w_i$$

$$\delta P_z = \frac{1}{\alpha} \sqrt{\frac{3 - (\alpha P)^2}{N}}$$



$\vec{R}$...impulsion du faisceau dans le CM

$\vec{S}$...impulsion du K^0 dans le CM

$\vec{Q}$...impulsion du proton dans le système au repos du Λ

$$\vec{Z} = \frac{\vec{R} \times \vec{S}}{|\vec{R} \times \vec{S}|}$$

$$\vec{x} = \frac{\vec{R}}{|\vec{R}|}$$

$$\vec{Y} = \vec{Z} \times \vec{x}$$

$$\cos\theta = \frac{\vec{Q} \cdot \vec{Z}}{|\vec{Q}| |\vec{Z}|}$$

W_i ... poids associé au n-ème évènement pour chaque intervalle de t

N ... nombre **total** d'évènements dans l'intervalle considéré

α ... paramètre d'asymétrie du Λ , $\alpha = 0.645$ (réf.).

La fig. 15 b donne la valeur de la polarisation P_z du Λ en fonction de t (voir table 6) . Bien que les erreurs statistiques soient considérables on observe un renversement du signe de P_z pour une valeur de $-t$ voisin de 0.35 GeV^2 , la polarisation étant positive pour les petites valeurs de $-t$ et négative pour les valeurs plus élevées.

Afin de vérifier que la coupure introduite pour les petites lignes de vol du Λ n'entraîne pas la présence de biais, nous avons fait varier cette coupure et répété les calculs : aucun effet n'a été observé.

3.6.5 Paramétrisation des sections efficaces différentielles

Pour permettre une comparaison quantitative des résultats expérimentaux avec les prédictions du modèle de poles de Regge, nous avons représenté les sections efficaces différentielles par la juxtaposition de deux exponentielles séparées par un point de discontinuité :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \begin{cases} b \exp [a_1 (t-t_m)] & -t \leq -t_o \\ b \exp [a_1 (t_o-t_m)] \exp [a_2 (t-t_o)] & -t > -t_o \end{cases}$$

- t_o ... point de discontinuité
 t_m ... valeur minimum de $-t$
 a_1, a_2 ... pente de $d\sigma/dt$ (échelle log)
 b ... paramètre de normalisation

Cette paramétrisation peut être considérée comme un moyen commode de représenter l'ensemble des données expérimentales, non seulement de nos propres résultats, mais aussi de nombreuses autres réactions. Nous l'avons préféré, après différents essais, à la paramétrisation plus couramment utilisée où l'on ajuste seulement une exponentielle en choisissant le point de discontinuité arbitrairement. Avec la paramétrisation utilisée le choix du point de discontinuité est plus objectif.

On peut d'ailleurs l'interpréter intuitivement par la présence de deux mécanismes de production, l'un donnant une contribution étendue et peu variable sur toute l'échelle du moment de transfert, l'autre n'ayant au contraire une contribution importante qu'aux faibles moments de transfert (inférieurs à $-t_o$).

Les paramètres t_o, a_1, a_2 sont ajustés de façon à rendre maximale la fonction de vraisemblance.

$$\alpha = -\log \prod_i P_i$$

P_i : probabilité d'observer un événement entre t et $t + dt$

$$P_i = \begin{cases} \frac{a_1 \exp^{a_1 (t-t_m)}}{S} & (-t \leq -t_o) \\ \frac{\exp^{a_1 (t_o-t_m)} a_2 \exp^{a_2 (t-t_o)}}{S} & (-t \geq t_o) \end{cases}$$

avec $S = \int_{t_o}^{t_m} \exp^{a_1 (t-t_o)} dt + \int_{t_{lim}}^{t_o} \exp^{a_1 (t_o-t_m)} \exp^{a_2 (t_o-t_m)} dt$

t_{lim} ... valeur maximum de $-t$ utilisée pour l'ajustement

Le tableau 7 donne les résultats obtenus en prenant $t_{lim} = -2.0 \text{ GeV}^2$, et sont également représentés sur les figs. (15 et 16) par les courbes continues.

Nous n'avons pas observé de variations supérieures aux erreurs (un écart standard) pour une coupure t_{lim} allant de -2.0 à -3.0 GeV^2 .

3.6.6 Comparaison des prévisions du modèle avec les résultats expérimentaux sans paramétrisation des résidus

Pour permettre une comparaison de nos résultats à d'autres expériences, nous avons étendu notre type d'ajustement à toutes les données expérimentales disponibles avec la plus grande signification statistique. Les résultats sont reproduits dans le tableau 7, et en particulier pour la réaction (3) l'ajustement est représenté sur la fig.15 par une ligne discontinue.

En ce qui concerne la polarisation, nous disposons de résultats expérimentaux pour les réactions 3, 4 et 5, qui sont reproduits sur les figs. 15 et 1

Bien que les erreurs statistiques soient importantes, nous pouvons constater que les résultats relatifs à la polarisation du Λ dans les réactions

(1) et (3) ne semblent pas satisfaire les relations prédites par le modèle des poles de Regge, quel que soit l'hypothèse (I, II, III) considérée, alors que la comparaison des polarisations pour les réactions (4) et (5) montre aussi un désaccord.

La comparaison des réactions (2) et (5) est faite au chapitre 5 où on démontre que les données expérimentales sont compatibles avec l'absence d'un échange exotique avec $I = 3/2$, ce qui implique un rapport 2 entre les sections efficaces différentielles

$$\frac{d\sigma}{dt} (2) / \frac{d\sigma}{dt} (5) = \frac{1}{2}.$$

Si les valeurs du paramètre b pour les réactions (1) et (3) sont en accord avec les prédictions du modèle, il n'est pas de même pour les valeurs du paramètre a_1 , trouvées dans un rapport voisin de 2 alors qu'on attend l'égalité. La situation est inversée pour les réactions 2 (ou 5) et (4), pour lesquelles les valeurs de a_1 sont en accord avec le modèle, mais non les valeurs de b .

Afin de mieux mesurer le degré de désaccord de l'ensemble des résultats expérimentaux avec le modèle des poles de Regge, nous avons utilisé un test de χ^2 qui ne dépend pas d'une fonction mathématique particulière pour la représentation des données.

Ainsi la comparaison des réactions (1) et (3) conduit à une probabilité de compatibilité inférieure à 0.1% pour toutes les prédictions (P_A calculé dans l'intervalle $-t \leq 0.3 \text{ GeV}^2$).

Pour les réactions (4) et (5) les prédictions concernant la polarisation du Σ ont une probabilité d'être vérifiées expérimentalement inférieures à 0.5 % pour l'hypothèse II, l'hypothèse III à une probabilité inférieure à 0.5 % d'être vérifiée pour (5) et 70 % pour (4) (P_Σ calculé dans l'intervalle $-t \leq 0.3 \text{ GeV}^2$).

3.6.7. Comparaisons des prédictions du modèle de Regge avec les réactions (1) et (2) : paramétrisation des résidus

Plusieurs tentatives de paramétrisation des résidus ont été proposées : jusqu'alors aucun de ces essais n'a été couronné d'un succès complet.

En particulier, pour les réactions avec échange d'hypercharge nous donnons le résultat d'un de ces ajustements appliqués aux réactions (1) et (2) avec l'introduction des coupures.

Dans la [réf. 9] on a fait un ajustement des réactions $KN \rightarrow \pi\Sigma$ et $\pi N \rightarrow K\Lambda$ avec le modèle de coupures absorptive et en supposant aussi la dégénérescence forte entre les trajectoires. Les lignes mixtes sur les figs. 15 et 16 illustrent le résultat de cet ajustement pour les réactions (1) et (2).

La paramétrisation utilisée pour la contribution de différents poles est donnée par :

$$F_n = (t_{\min} - t)^2 \gamma_n^{\Sigma \Lambda} e^{Rnt} (se^{i\phi})^{\alpha(t)}$$

$n = 0, 1 \dots$ pour les amplitudes de NRS et RS

$\phi \dots$ phase qui traduit les conditions imposées par la dualité
soit une amplitude réelle pour $KN \rightarrow \pi\Lambda$ ($\phi = 0$), soit
une amplitude purement imaginaire pour $\pi N \rightarrow K\Lambda$ ($\phi = \pi$)

Les prédictions de ce modèle sont acceptables en ce qui concerne les valeurs de polarisation [ref. 9] mais les prédictions des sections différentielles sont en désaccord avec les données expérimentales.

CONCLUSIONS

Comme on l'a vu dans les sections précédentes la situation des données expérimentales à 4 GeV/c pour les réactions avec échange d'hypercharge est en désaccord avec le modèle de Regge soit avec échange simple de trajectoires soit avec l'introduction d'une coupure Pomeron-Pole.

Le même désaccord se manifeste également à 3 GeV/c (réf. 10)

Pour les énergies plus élevées la situation expérimentale ne permet pas pour l'instant une comparaison du même genre. La situation des données des réactions avec échange d'hypercharge est la suivante :

- I. $K^0 p \rightarrow \pi^+ \Lambda$ [réf. 11] impulsion du K^0 entre 5 et 8 GeV/c
- II. $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda / \Sigma^0$ [réf. 12] à 6,8,10,11.2 GeV/c
- III. $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ [réf. 13] , [réf. 14] à 5,6,7,10 et 14 GeV/c
- IV. $K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$ [réf. 15] à 8 et 16 GeV/c

Pour les deux dernières réactions on pourrait envisager le même genre de comparaison, mais il planne encore des doutes sur la normalisation des sections efficaces (voir réf. 7) . Une confirmation expérimentale indépendante est donc souhaitable pour ces résultats, où il faut signaler que les pentes de $d\sigma/dt$ sont compatibles.

L'interprétation des données expérimentales pourrait éventuellement être améliorée si un troisième système résonante (K, π) intervenait dans les réactions (1) à (5), mais pour le moment il n'existe aucune évidence expérimentale solide dans ce sens. Alternativement on peut invoquer l'influence des états résonants dans la voie s couplés aux différents états finals.

Afin d'avoir une compréhension plus claire de ces réactions il est important d'étudier son comportement à des énergies plus élevées où des expériences de mesure de polarisation et section efficace différentielle pourraient jeter de la lumière sur le problème des réactions avec échange d'hypercharge.

TABLEAU 1

K^0	Λ	PROBABILITE
Vu	Vu	$(R_{K^0} P_{K^0}) (R_{\Lambda} P_{\Lambda})$
Non Vu	Non Vu	$(1-R_{K^0} P_{K^0}) (1-R_{\Lambda} P_{\Lambda})$
Non Vu	Vu	$(1-R_{K^0} P_{K^0}) (R_{\Lambda} P_{\Lambda})$
Vu	Non Vu	$R_{K^0} P_{K^0} (1-R_{\Lambda} P_{\Lambda})$

TABLEAU 2

Classe de Rejet	Nombre d'évènements
V^0 non ajusté	129
K^0 non ajusté	6
Λ non ajusté	5
Λ non associé	15
V^0 hors faisceau	20
K^0 hors faisceau	60
Λ hors faisceau	86
V^0 non mesurable	22
Λ non mesurable	15
K^0 non mesurable	11
V^0 non associé	10
Λ non associé	24
K^0 non associé	20
Evènement faux	13

TABLEAU 3

Topologie Réaction	Zero-branches 1 ν^0	Zero-branches 2 ν^0
$K^0 \Lambda$	397	133
$K^0 \Sigma^0$		83
$K^0 \Lambda \pi$		201

TABLEAU 4

$d\sigma/dt$	interval de $-t$
329.0 ± 32.0	0.013 , 0.05
242.0 ± 23.0	0.05 , 0.10
125.0 ± 17.0	0.10 , 0.15
90.9 ± 14.0	0.15 , 0.20
82.2 ± 13.3	0.20 , 0.25
48.2 ± 10.1	0.25 , 0.30
16.7 ± 5.9	0.30 , 0.35
31.1 ± 8.3	0.35 , 0.40
31.3 ± 8.1	0.40 , 0.45
11.0 ± 4.9	0.45 , 0.50
10.5 ± 4.7	0.50 , 0.55
10.5 ± 4.7	0.55 , 0.60
11.2 ± 5.0	0.60 , 0.65
17.0 ± 6.0	0.65 , 0.70
7.4 ± 2.8	0.70 , 0.80
16.8 ± 4.3	0.80 , 0.90
10.2 ± 3.4	0.90 , 1.0
3.1 ± 1.2	1.0 , 1.2
4.7 ± 1.7	1.2 , 1.4
2.6 ± 1.2	1.4 , 1.6
2.8 ± 1.3	1.6 , 1.8

TABLEAU 5

$d\sigma/dt$	interval de $-t$
161.0 ± 47.0	0.02 , 0.05
115.0 ± 30.0	0.05 , 0.10
86.0 ± 26.0	0.10 , 0.15
78.0 ± 25.0	0.15 , 0.20
38.0 ± 17.0	0.20 , 0.25
3.6 ± 3.6	0.25 , 0.45
5.6 ± 3.2	0.45 , 0.65
5.8 ± 3.3	0.65 , 0.85
8.1 ± 4.0	0.85 , 1.05
14.9 ± 5.7	1.05 , 1.25
4.3 ± 4.3	1.25 , 1.45

TABLEAU 6

Polarisation	interval de $-t$
-0.20 ± 0.26	0.013 , 0.05
0.20 0.32	0.05 , 0.075
0.42 0.27	0.075 , 0.15
0.29 0.29	0.15 , 0.25
-0.27 0.28	0.25 , 0.75
-0.85 0.39	0.75 , 1.5

TABLEAU 7

Réaction	b (μb/GeV)	a ₁ (GeV ⁻²)	a ₂ (GeV ⁻²)	-t ₀ (GeV ²)
$\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$	386. ± 34.	8.6 ± 0.6	1.8 ± 0.2	0.34 ± 0.03
$\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0$	213. ± 27.	9.6 ± 1.6	-0.15 ± 0.65	0.38 ± 0.05
$K^- n \rightarrow \bar{n}^- \Lambda$	378. ± 37.	4.0 ± 0.4	1.5 ± 0.4	0.54 ± 0.09
$K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma$	720. ± 40.	8.4 ± 0.5	0.17 ± 0.34	0.40 ± 0.02
$\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$	383. ± 12.	7.5 ± 0.2	-0.16 ± 0.15	0.43 ± 0.01

REFERENCES - CHAPITRE 3

- [1] H.W. Atherton et al., Cern/D.Ph.II/Phys 71-29
- [2] V. Barger et D.Cline, Phenomenological Theories of High Energy Scattering (1969)
- [3] A. Derem et G. Smadja, Modèles des Poles de Regge dans la diffusion $\pi\pi$ et $K\pi$ avec échange de charge à Haute Energie, Note au CEA
- [4] R.C. Arnold, Phys. Rev. Letters 14, p. 657 (1965)
- [5] R. Dolen et al., Phys. Rev. 166, p. 1767 (1968)
- [6] N. Schmitz, High Energy Reactions
- [7] C. Michael, Nucl. Phys, B13, p. 644 (1960)
A. Krzywicki et J. Tran Thanh Van, Phys. Letters 30B, p. 185 (1969)
C. Meyers et al, Nucl. Phys. B 23, p 99 (1970) voir réf. 9
- [8] High Energy Reactions Analysis Group (E. Flaminio et al.) 1970
- [9] A.D. Martin et C. Michael, Nucl. Phys., B32, p. 1 (1971)
- [10] R. Barloutaud et al, Forward Scattering in Some Two-Body Reactions Involving $1/2$ Baryons and O^- Mesons at 3 GeV/c, note au CEA
- [11] A.D. Brody et al., Slac-Pub, 823
- [12] F. Bertolluci et al, Lettere al Nuovo Cimento 2, p. 149 (1969)
- [13] S.M. Pruss et al, Phys. Rev., Letters 23, p. 189 (1969)
- [14] A. Bashian et al, Stony Brook Preprint
- [15] D. Birnbaum et al., Phys. Letters 31B, p. 485 (1970)
- [16] V. Barger et R.J.N. Phillips, Phys. Rev., 187, p. 2210 (1969)
- [17] J.P. Boright et al, Conf. des Hautes Energies, KIEV (1970)
- [18] C. Baglin, Communication Privée
- [19] Voir réf. 14, Chapitre 2
- [20] J.N.J. White, Developments in Regge Models

LEGENDE DES FIGURES

- 1 - Diagramme des sections efficaces élastiques en fonction de l'impulsion incidente pour les réactions $\pi^\pm p$ et $K^\pm p$. [Réf. 8]
- 2 - Sections efficaces différentielles pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$
 - (a) - $d\sigma/dt$ pour la région à l'avant [Réf. 16]
 - (b) - $d\sigma/du$ pour la région à l'arrière [Réf. 17]
- 3 - Section efficace différentielle $d\sigma/dt$ pour la réaction élastique $K^- p$ pour toutes les valeurs de t . [Réf. 18]
- 4 - Section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega$ pour la réaction $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ pour tous les angles de production, du K^+ dans le CM. [Réf. 19]
- 5 - Diagramme de Chew-Frautschi : trajectoires mésoniques [Réf. 20]
- 6 - Diagramme de Chew-Frautschi : trajectoires baryoniques [Réf. 20]
- 7 - Diagramme d'un mécanisme pour une réaction à deux corps équivalent à une coupure.
- 8 - Distribution de la masse manquante carrée au V^0 pour tous les événements des topologies O-branches et 1 V^0 ou 2 V^0 .
 - (a) - Λ identifié
 - (b) - K^0 identifiéLe nombre de V^0 ambigus entre un K^0 et un Λ est négligeable.

- 9 - Diagramme de la masse manquante carrée au K^0 en fonction de la masse manquante au Λ pour les événements O-branches 2 V^0 . Les points avec $MMc K^0 < 3.5 \text{ GeV}^2$ ne sont pas représentés.

- 10 - Diagramme de la masse manquante carrée au $\Lambda \cos\alpha$ (voir texte) pour les événements qui ont un ajustement acceptable pour la réaction $\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0$.
(a) et (b) sont les projections de ce diagramme.

- 11 - Diagramme de la masse manquante carrée au Λ pour la réaction $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$, observée dans la topologie O-branches 1 V^0 .

- 12 - Distribution des poids dues aux pertes géométriques pour les K^0 observés dans la réactions $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ et $\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0$.

- 13 - Equivalent à la fig. 12 pour les Λ .

- 14 - Résultat de la compilation mondiale des sections efficaces totales en fonction de l'impulsion incidente pour les réactions $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda^0$ et $\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0$. [Réf. 8]

- 15 - (a) Section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dt}$ pour la réaction $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$
La ligne continue représente le résultat d'un ajustement de deux exponentielles à cette réaction alors que la ligne discontinue représente le résultat du même ajustement pour la réaction croisée de ligne $K^- n \rightarrow \pi^- \Lambda$.
La ligne mixte représente le résultat d'un ajustement avec l'introduction des coupures à côté des pôles simples.

(b) Polarisation du Λ dans les réactions $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ (croix continues) et $K^- n \rightarrow \pi^- \Lambda$ (croix discontinues)

- 16 - Section efficace différentielle $d\sigma/dt$ pour la réaction $\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0$. Les courbes ont la même signification que pour la figure 15.

- 17 - Distribution du cosinus de l'angle formé entre la direction du faisceau et celle du K^0 dans le CM pour les réactions :
- (a) - $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$
- (b) - $\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0$
- 18 - Résolution expérimentale pour le 4-moment de transfert t .
- 19 - Polarisation du Σ dans les réactions croisées de ligne $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ (cercles en noir) et $K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$ (cercles en blanc)

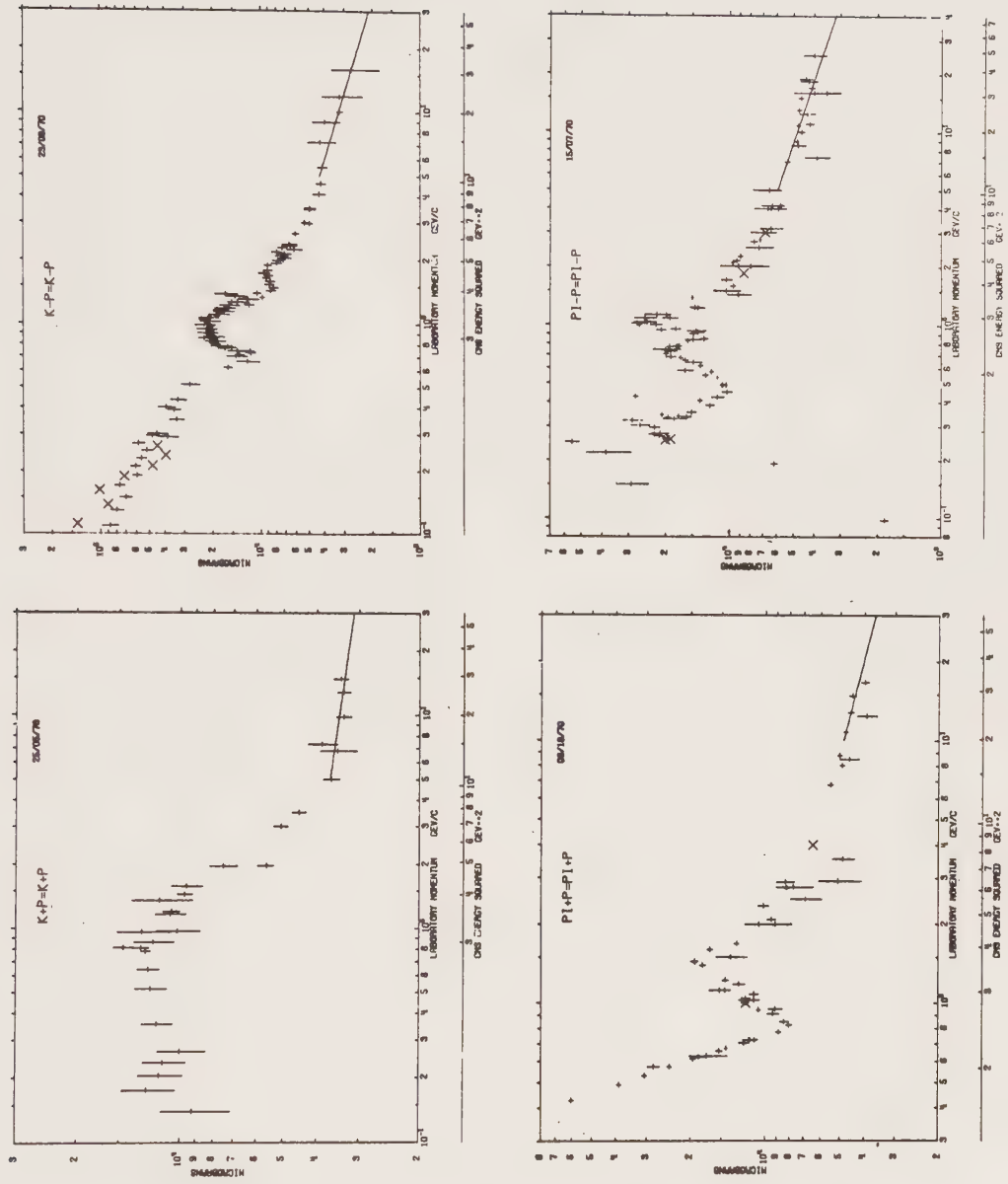


Fig. 1

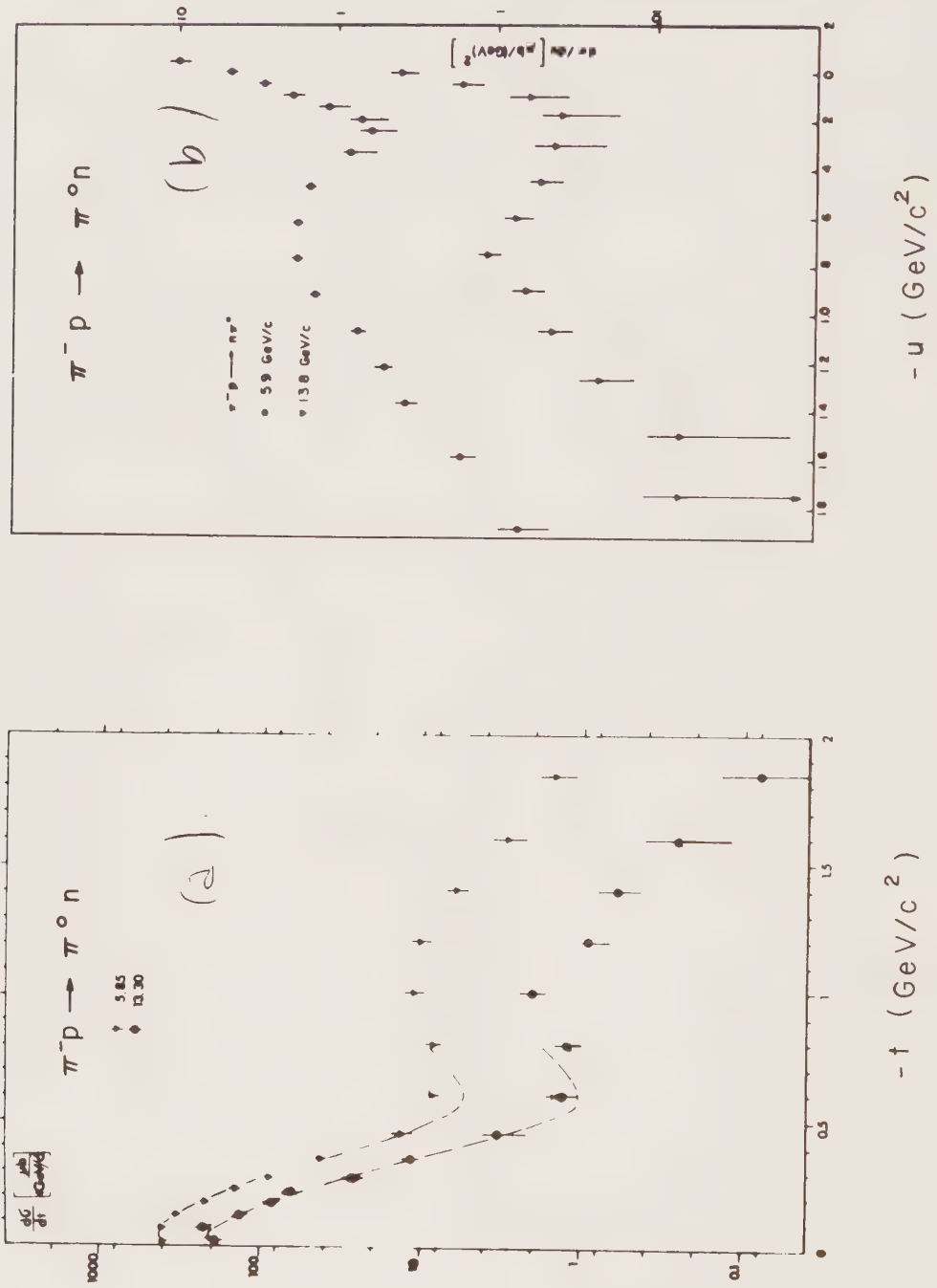


Fig. 2

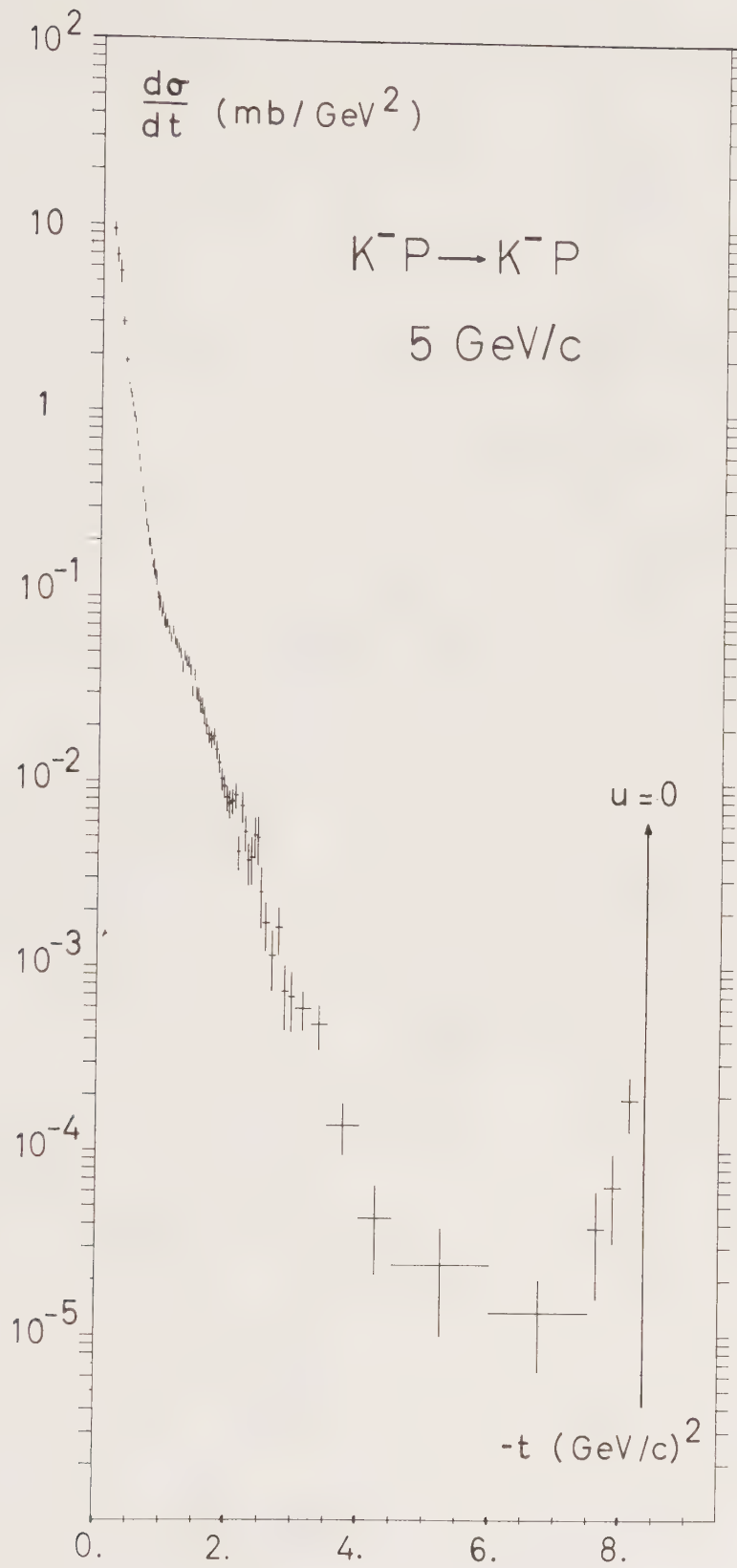


Fig. 3

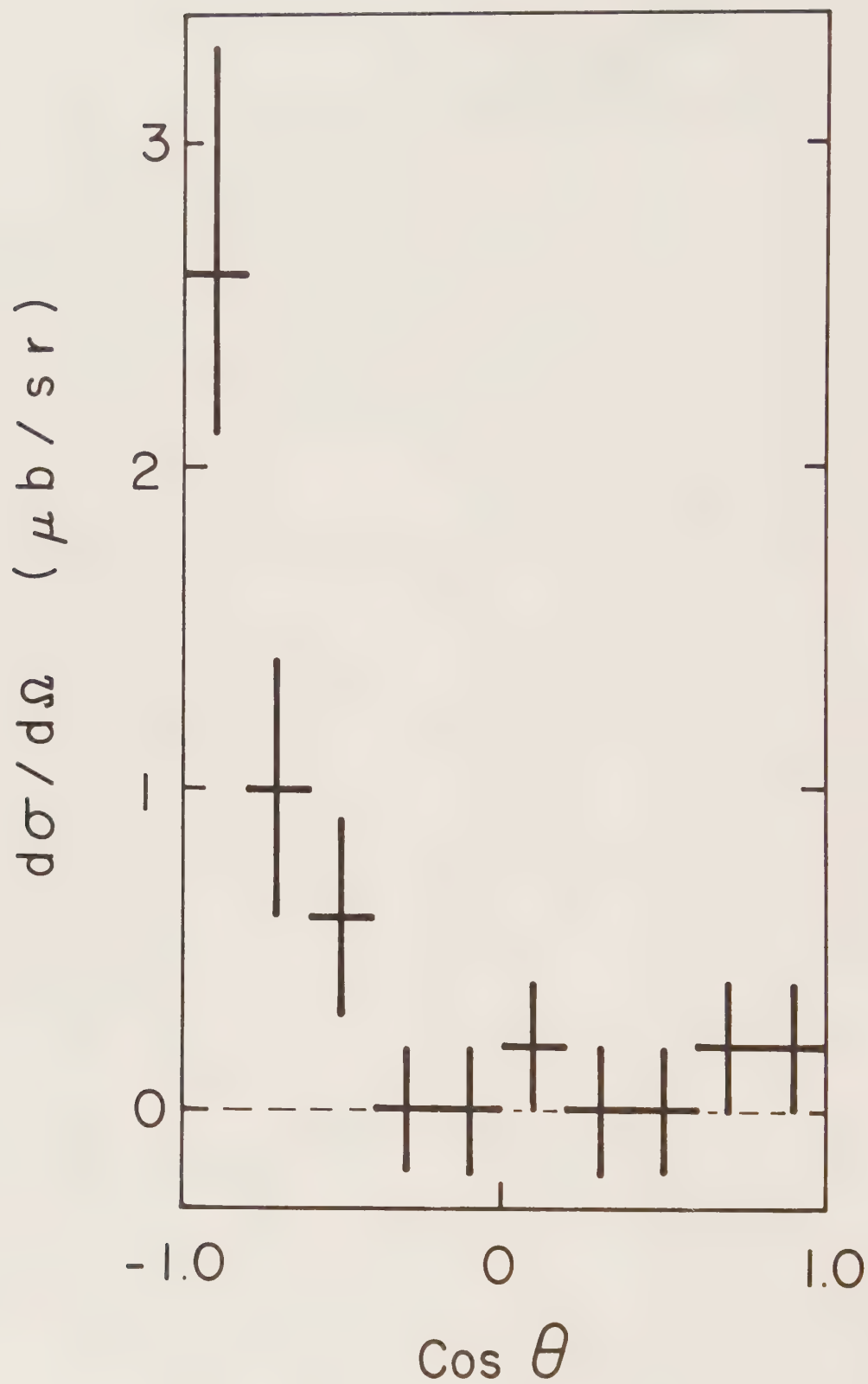


Fig. 4

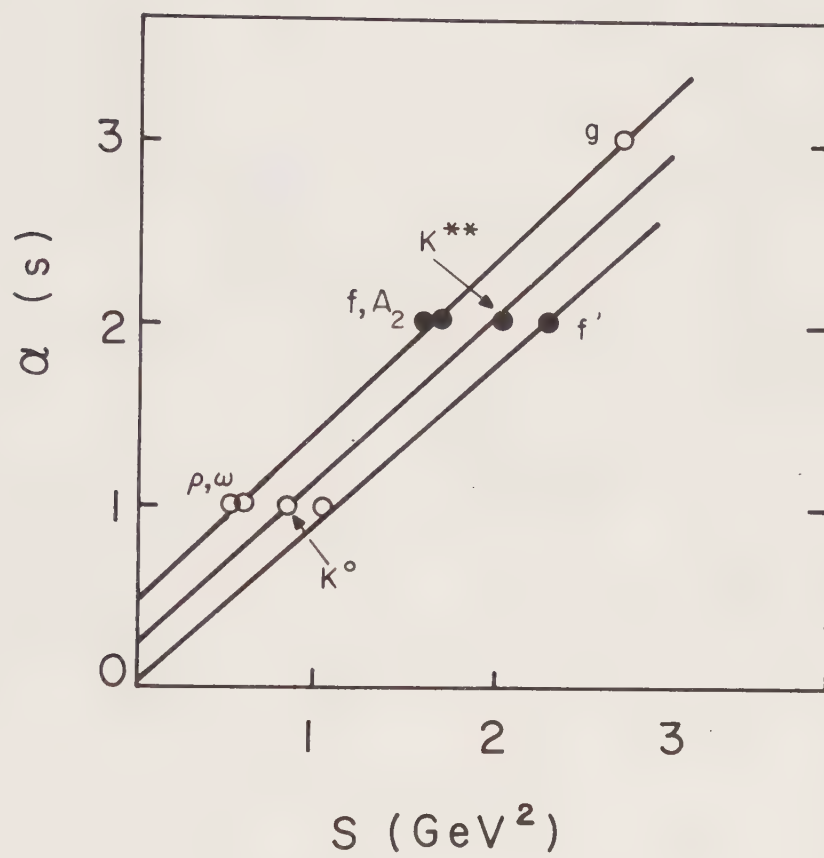


Fig. 5

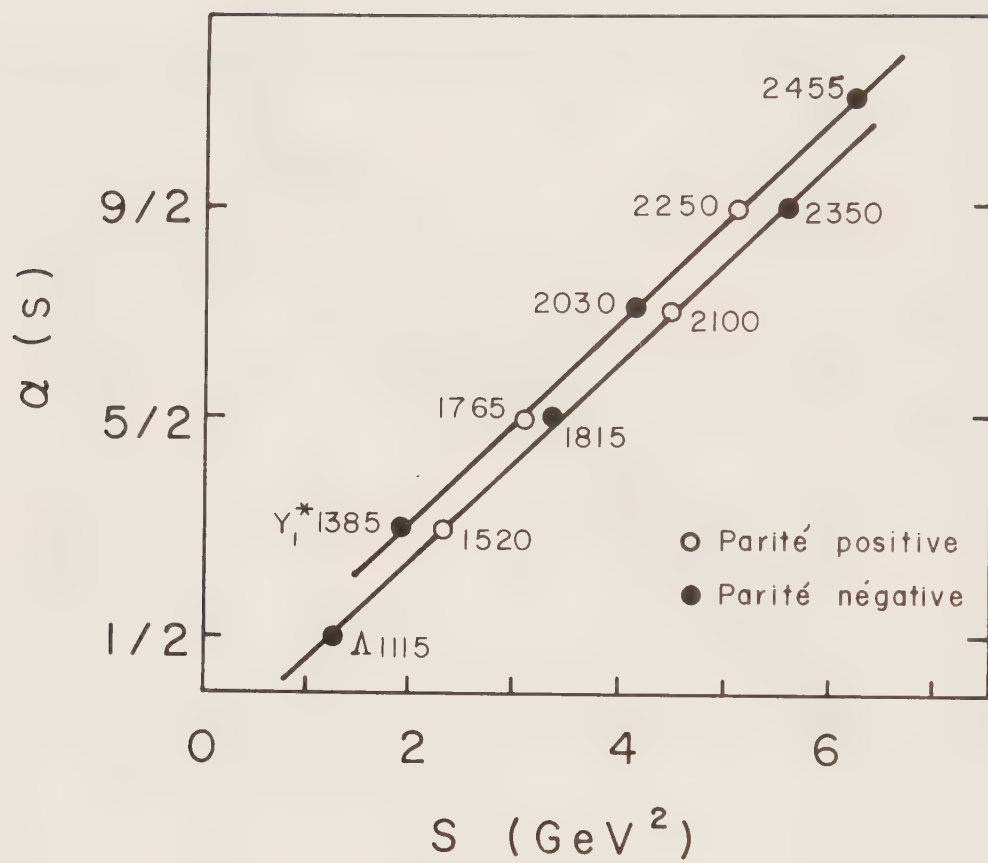


Fig. 6

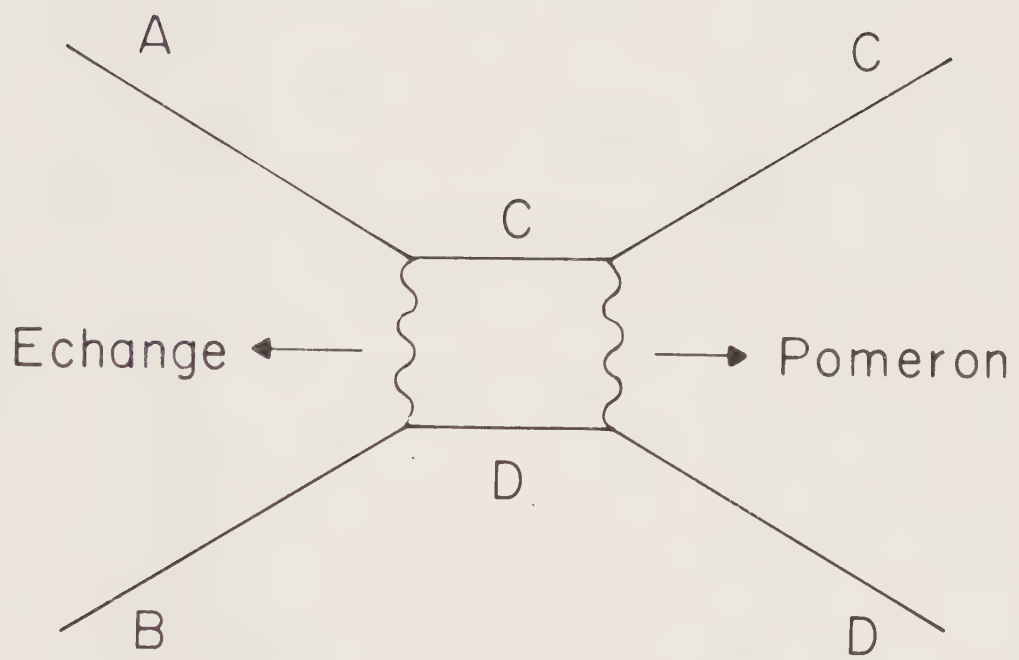


Fig. 7

Fig. 8a

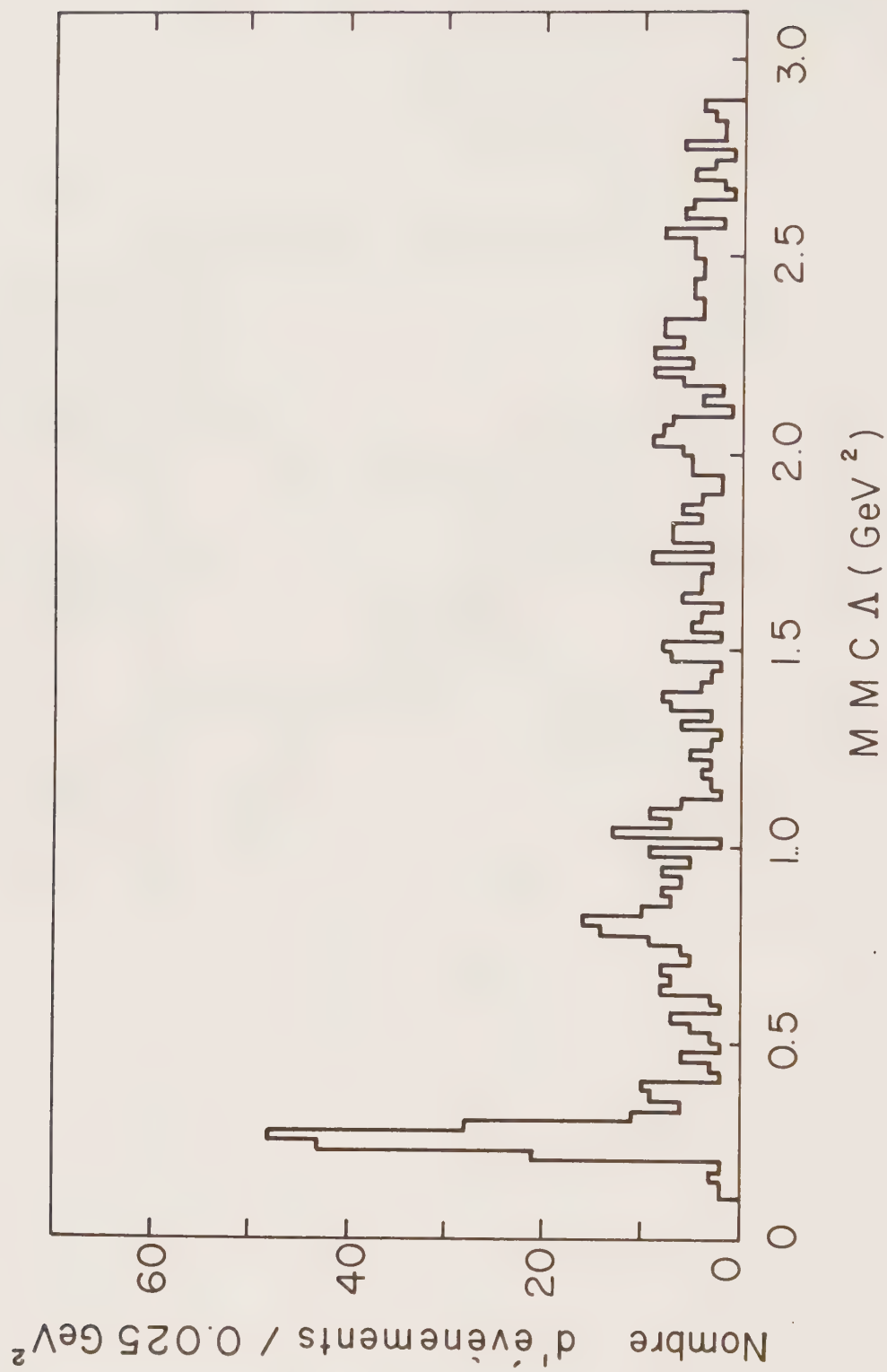


Fig. 8b

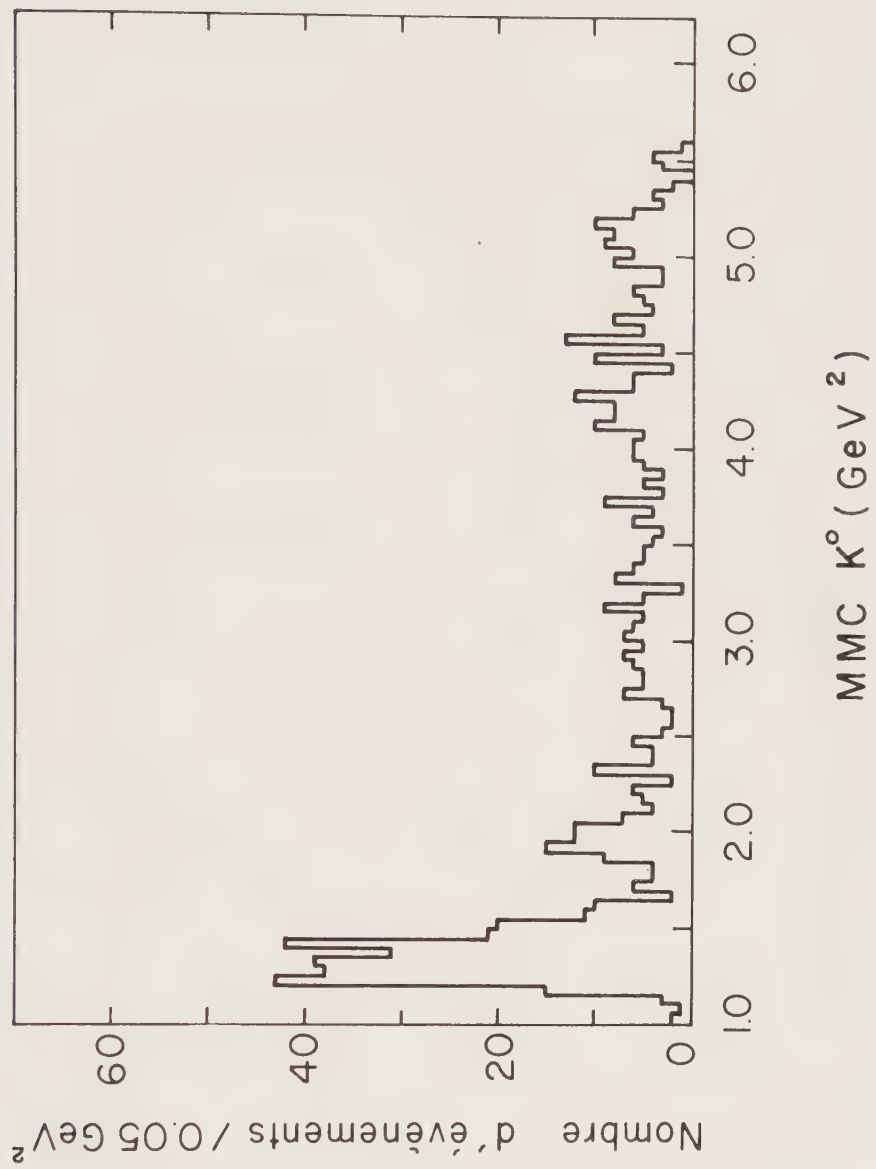
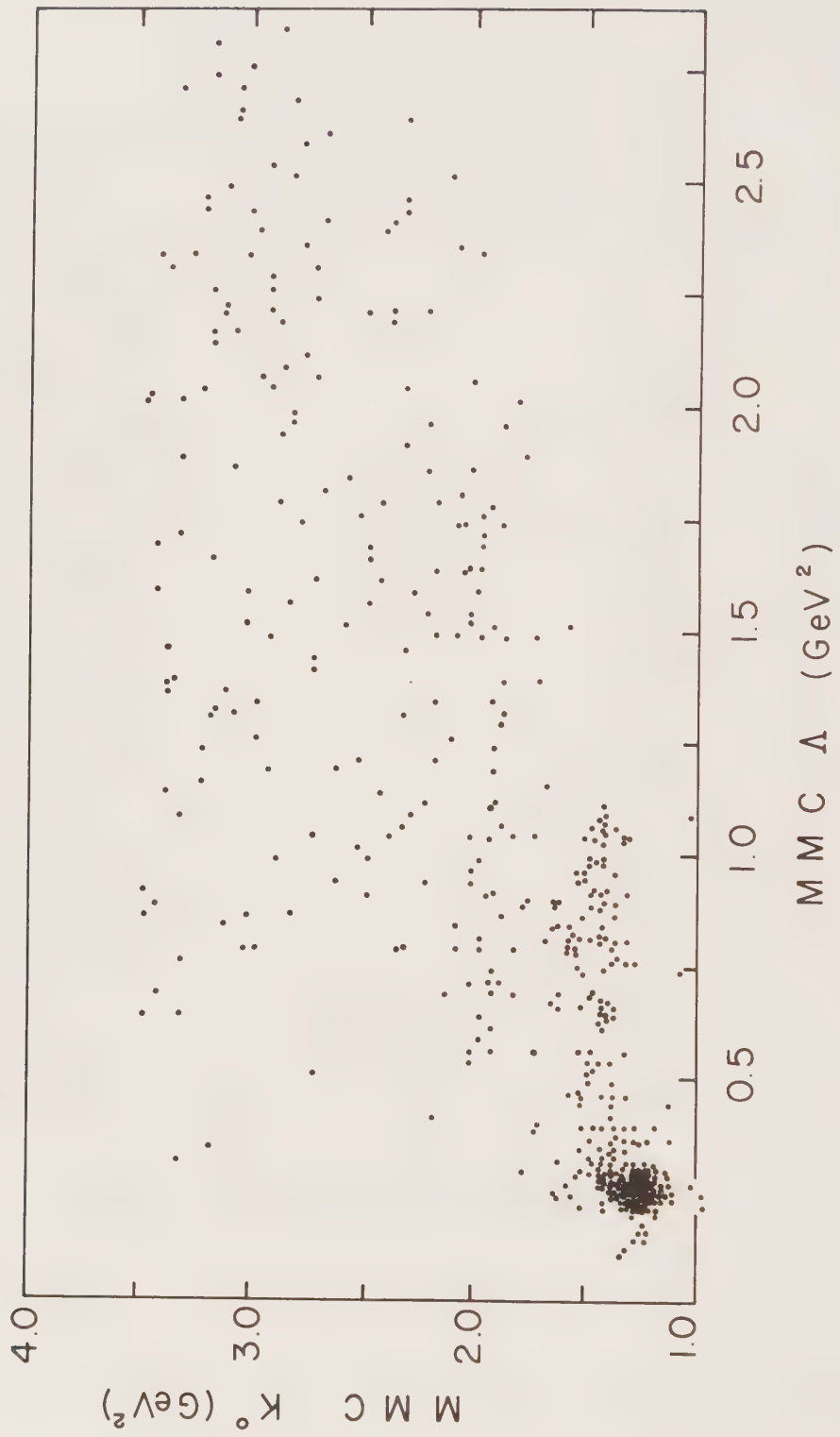


Fig. 9



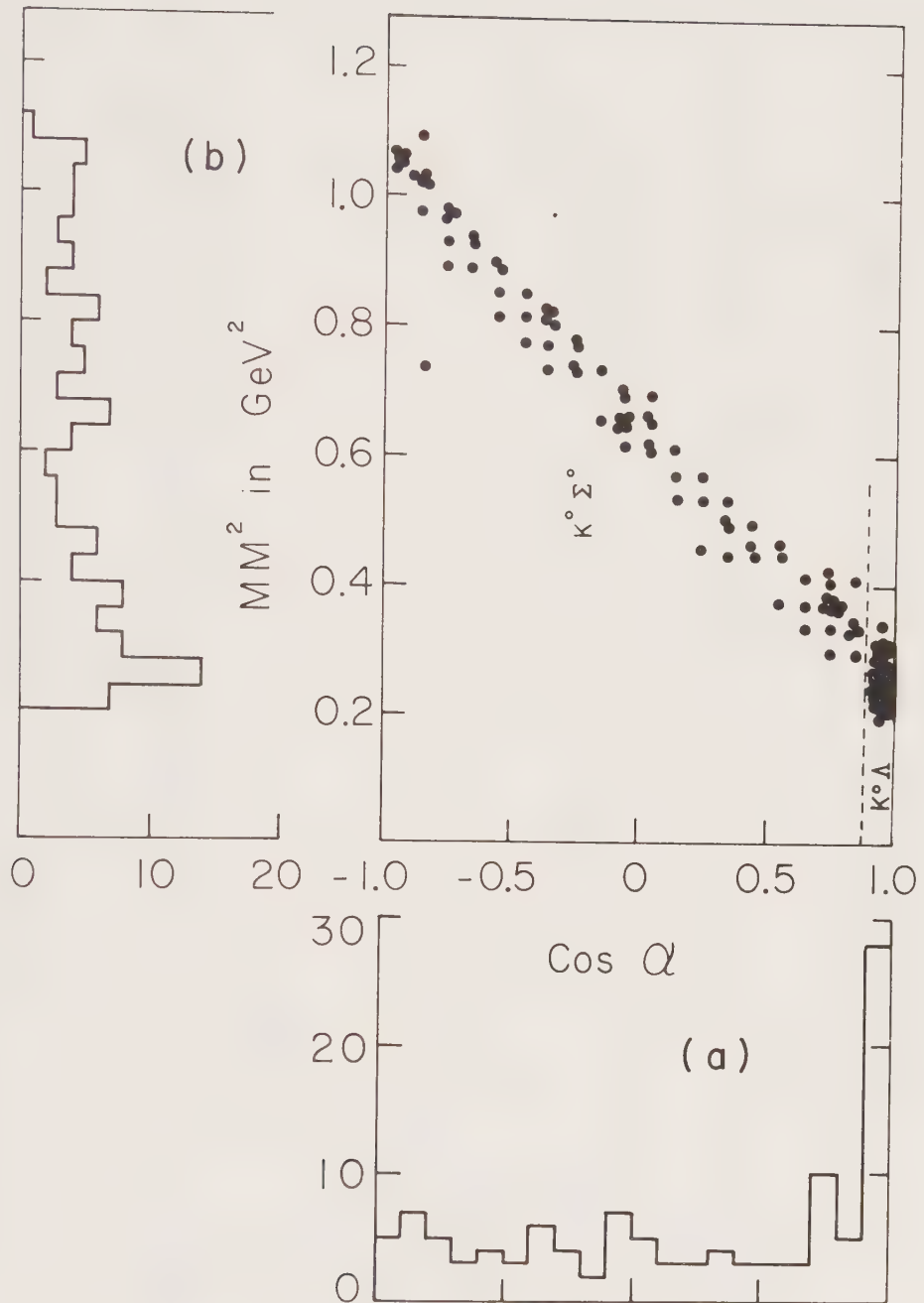


Fig. 10

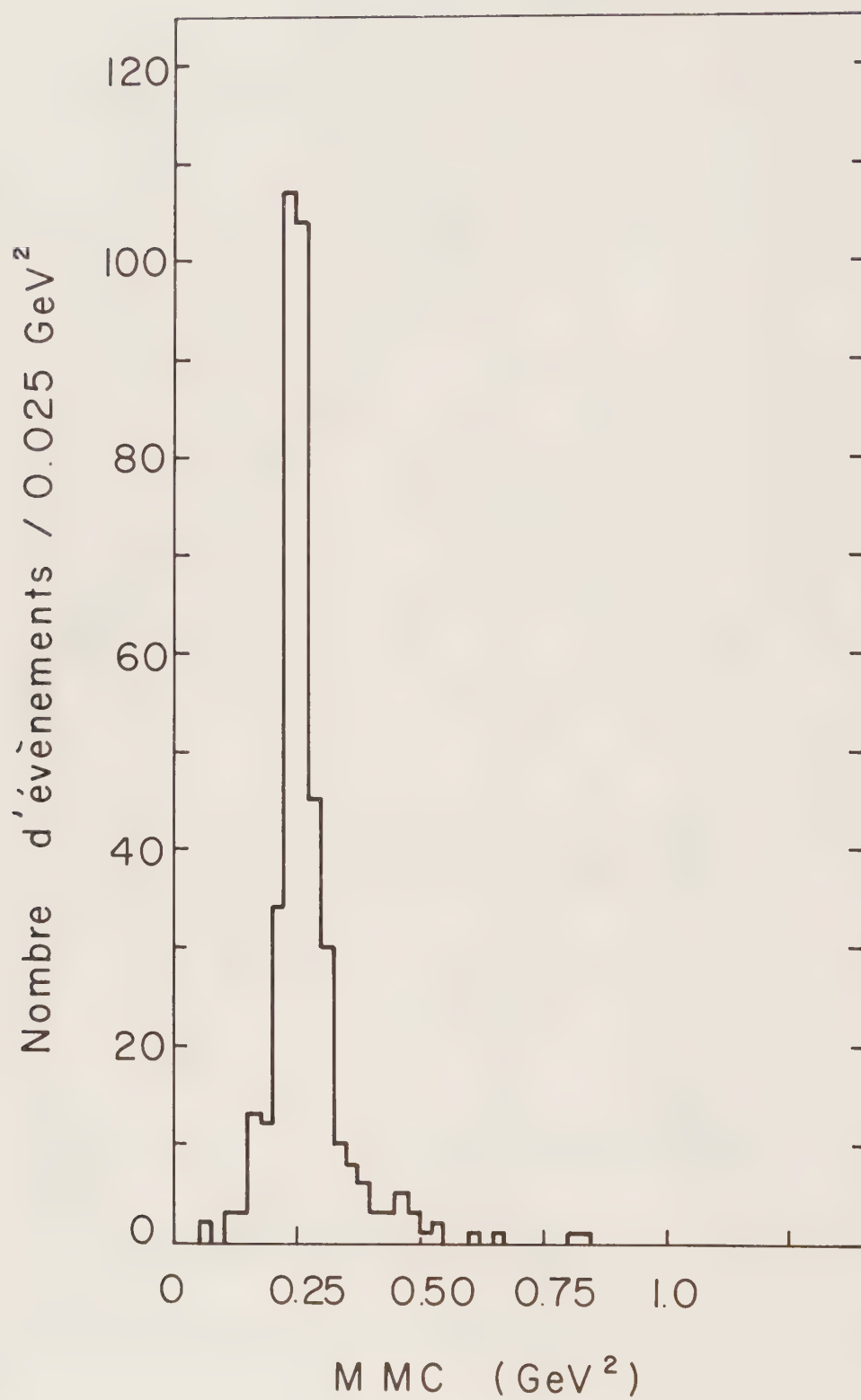


Fig. 11

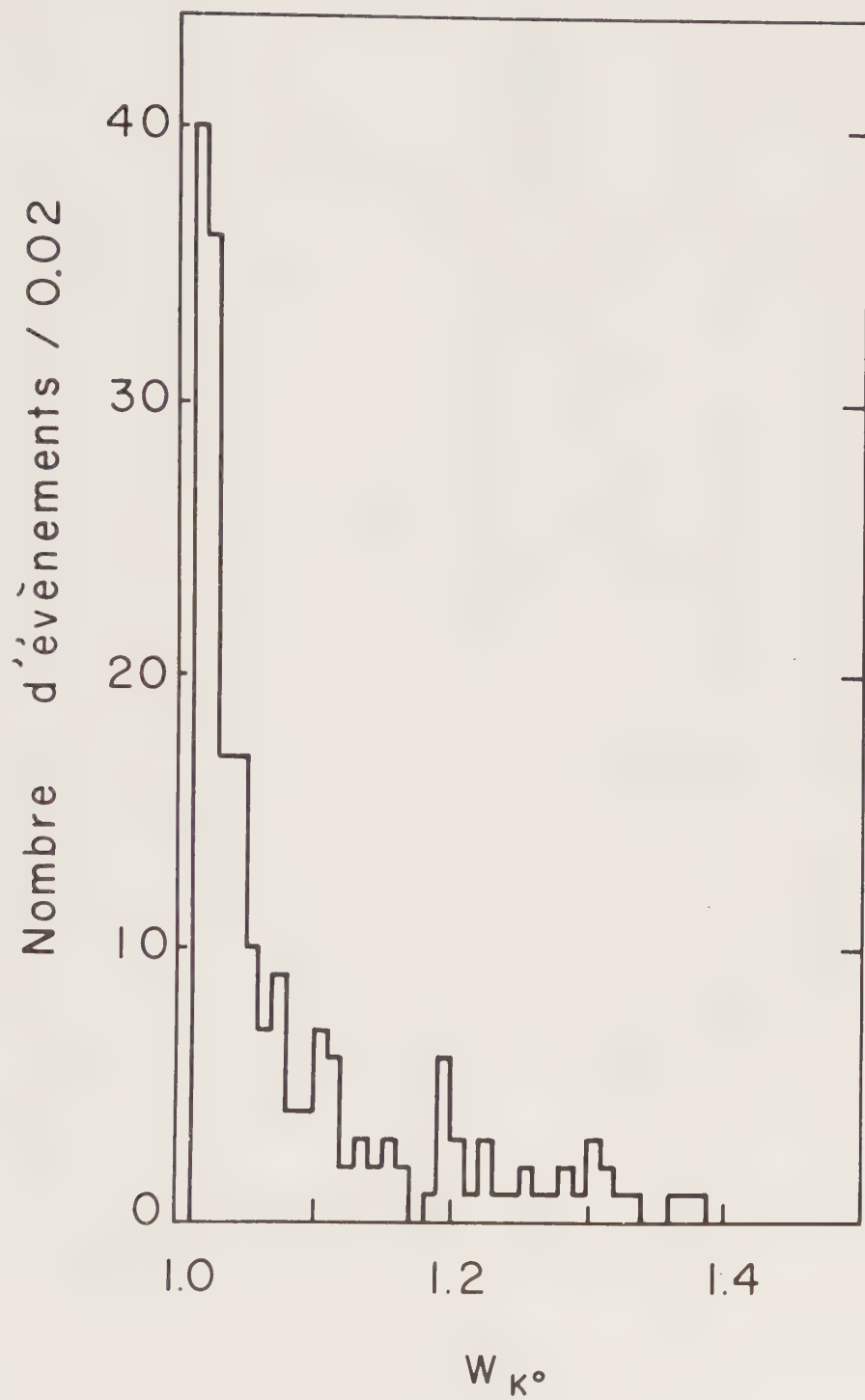


Fig. 12

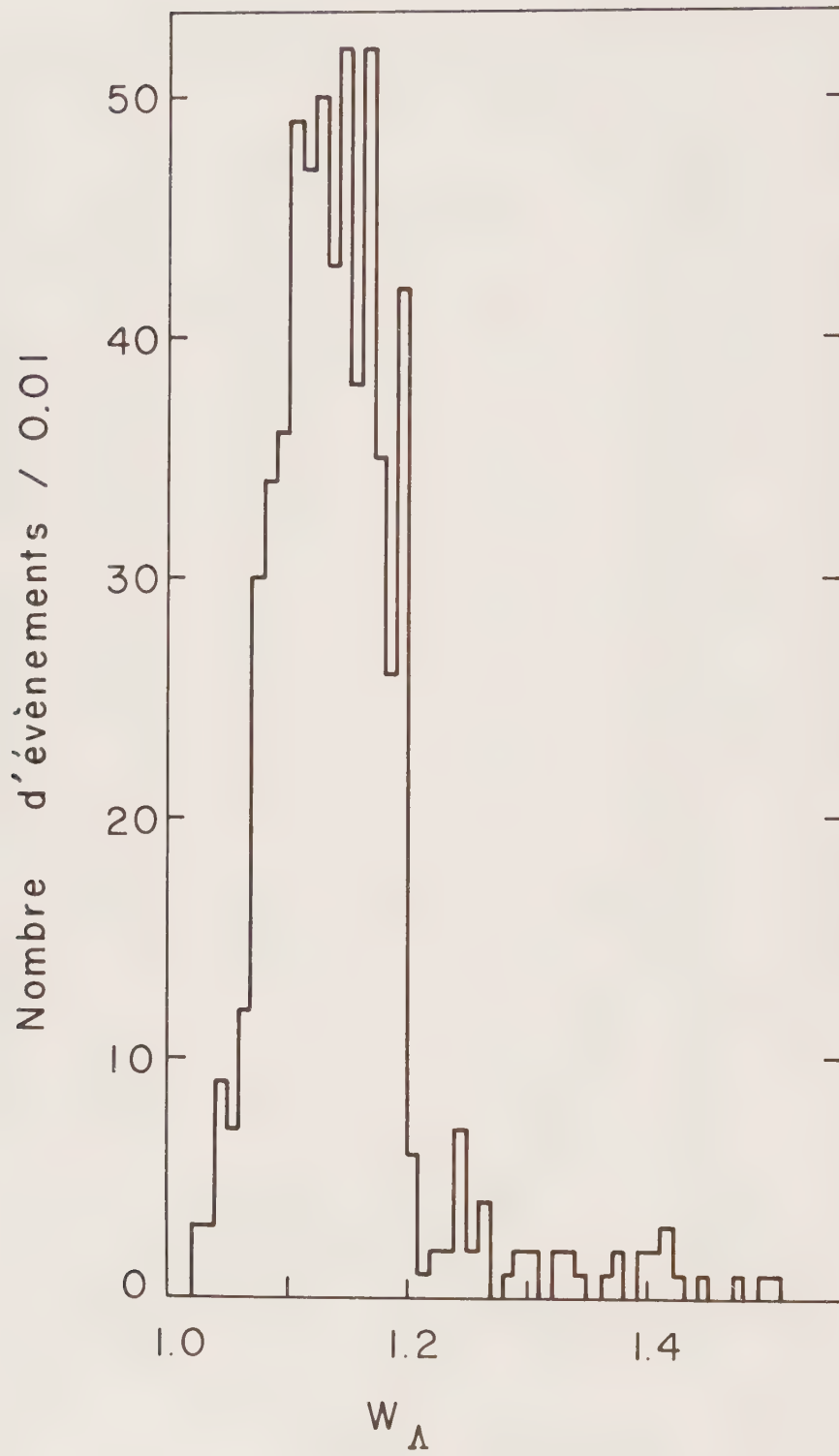


Fig. 13

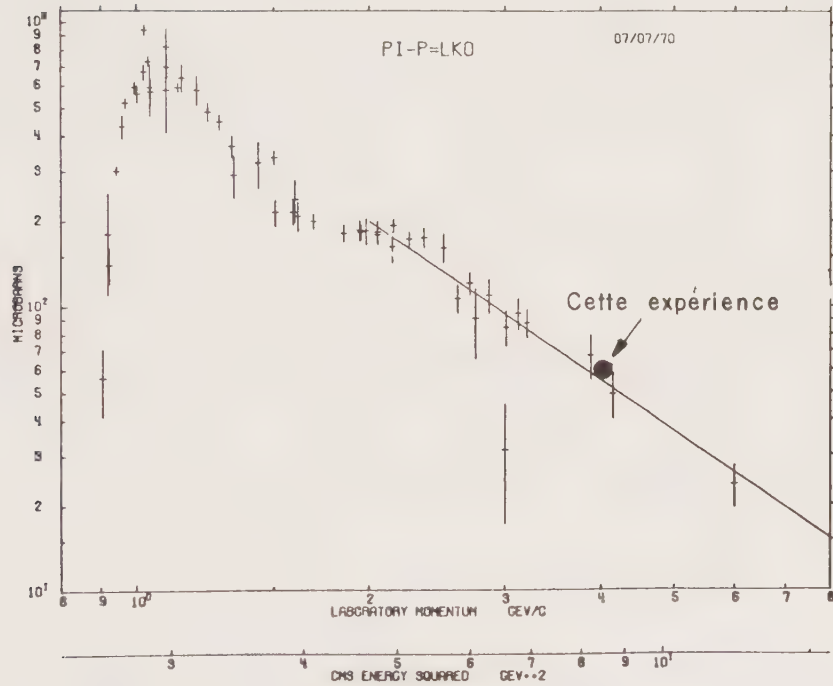
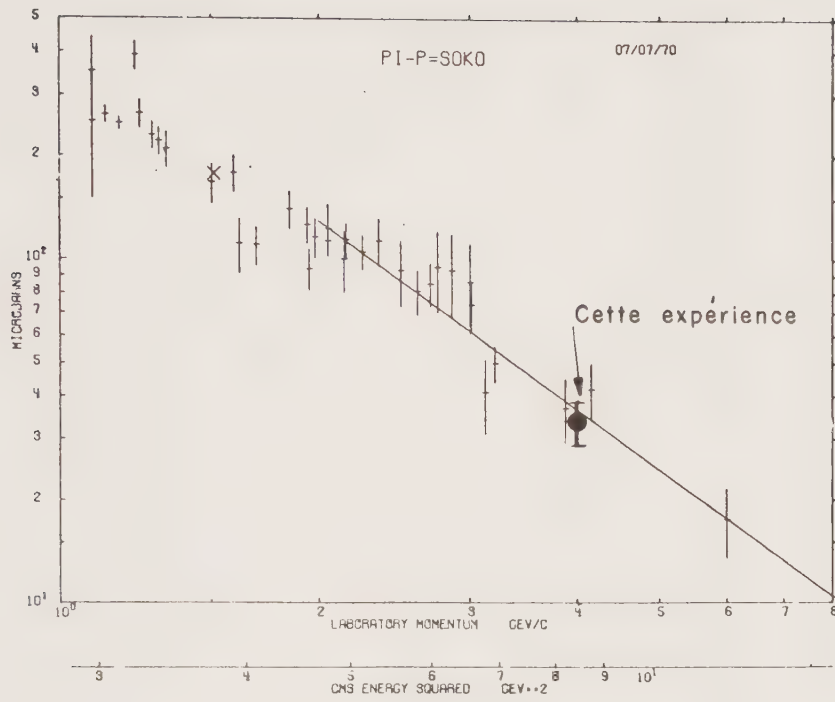


Fig. 14

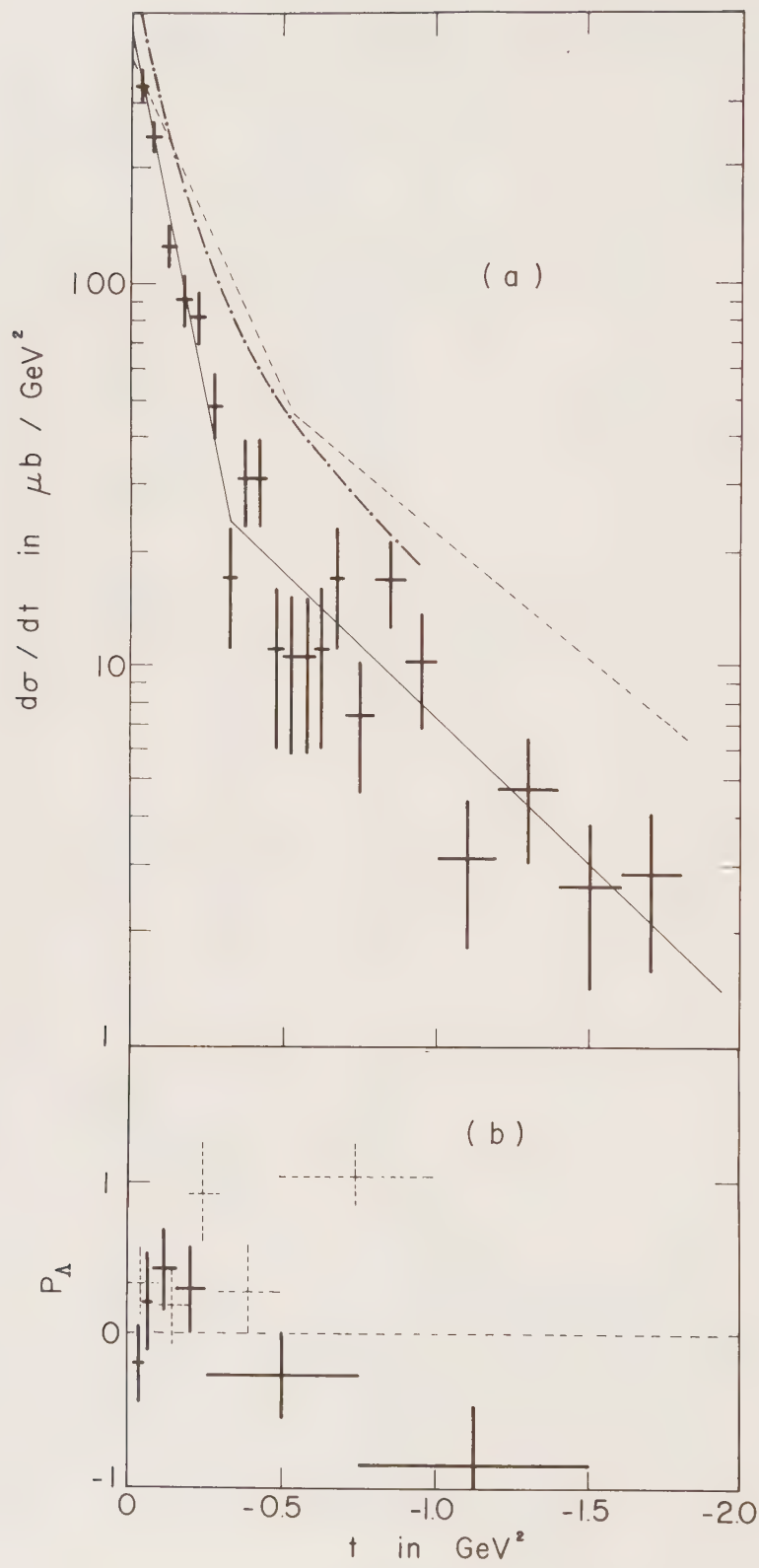


Fig. 15

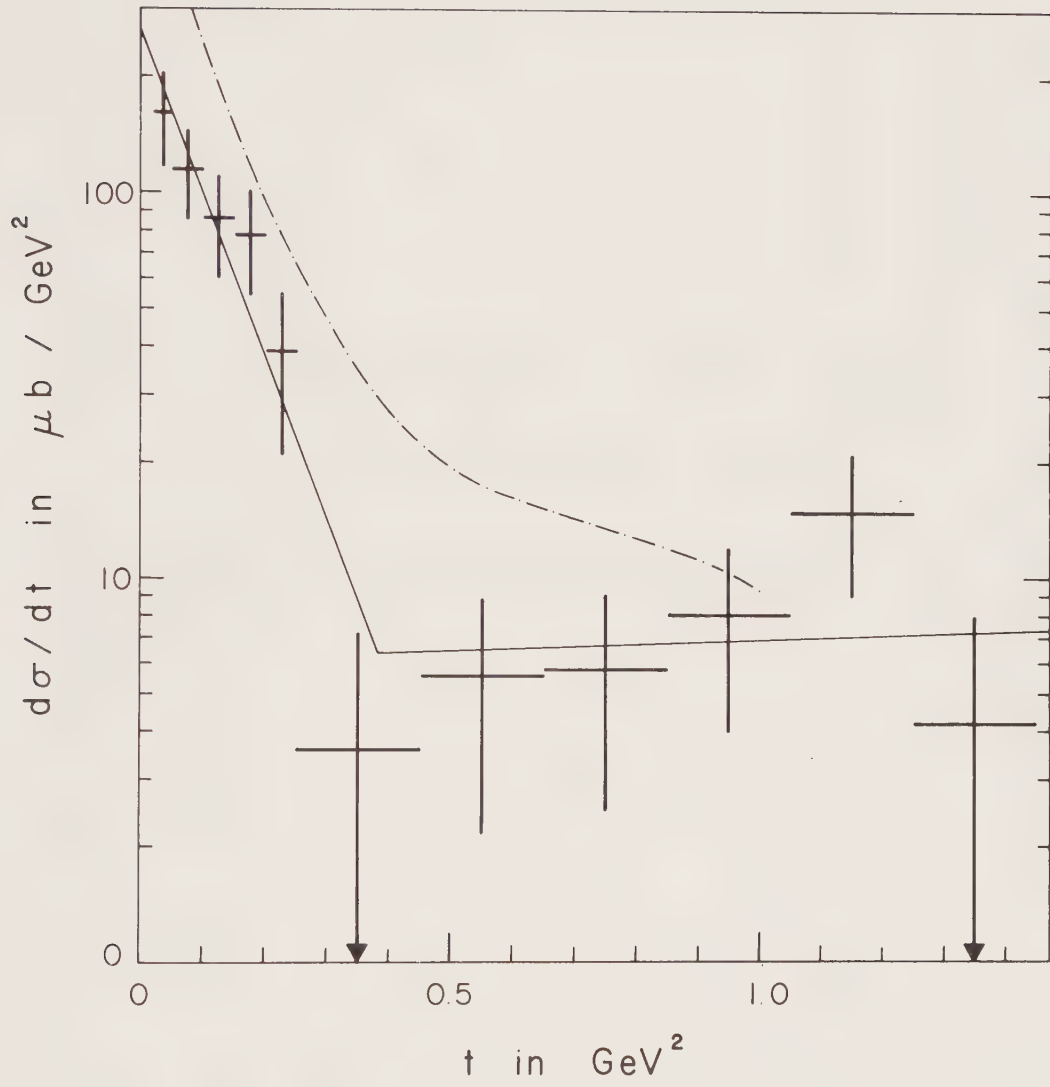


Fig. 16

Fig. 17



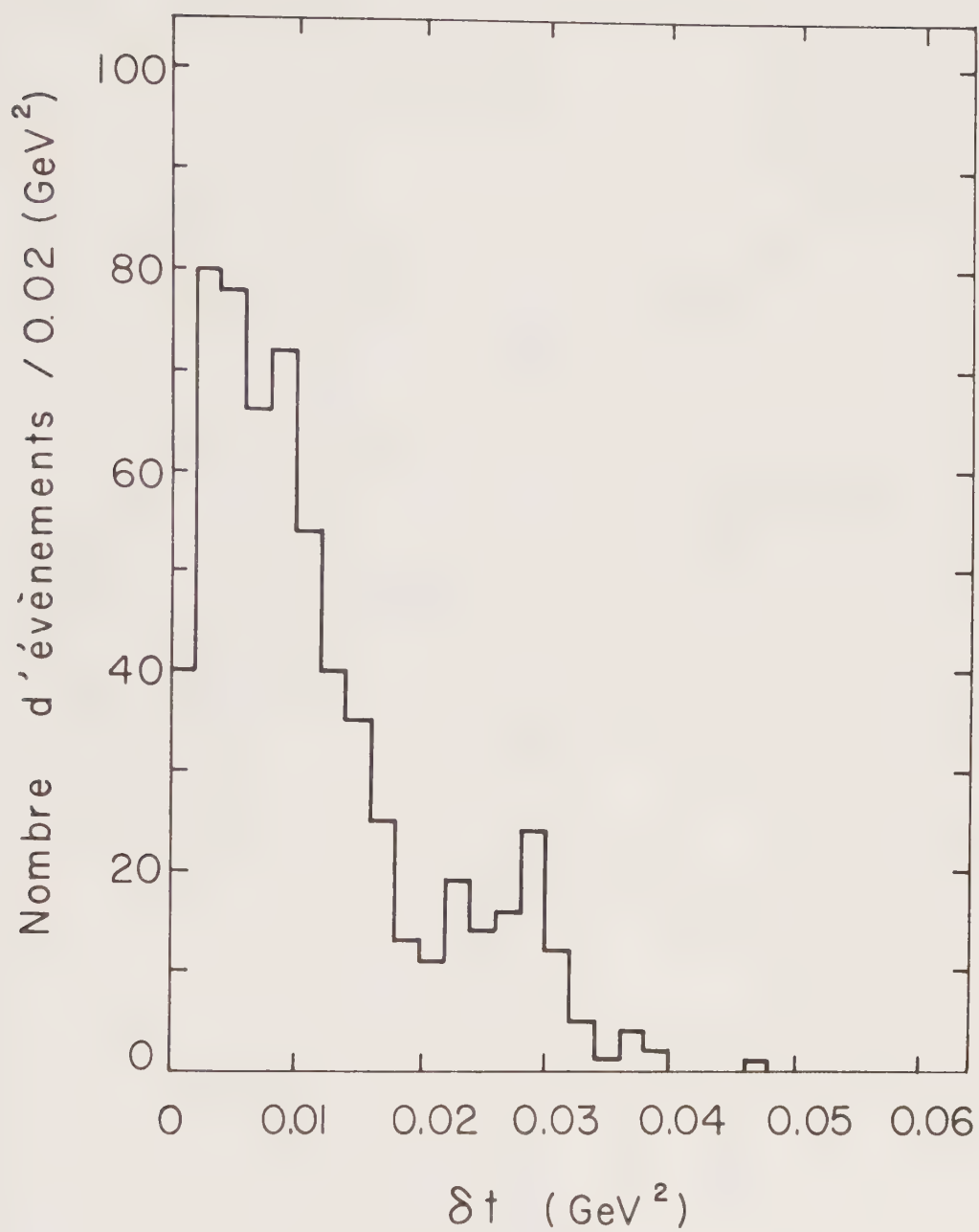


Fig. 18

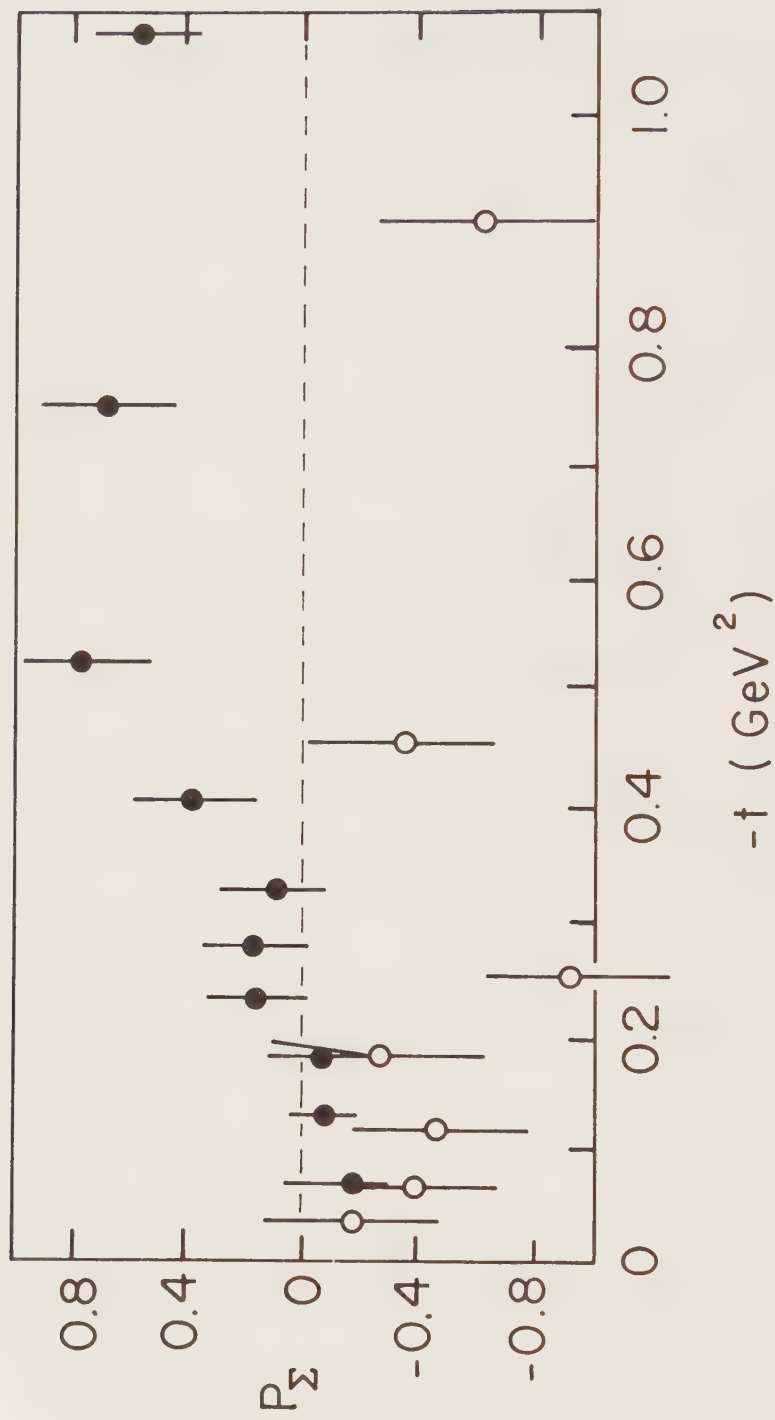


Fig. 19

CHAPITRE 4

ETUDE DES REACTIONS $\pi^-p \rightarrow K^*(890) \Lambda$ et $\pi^-p \rightarrow K^*(890) \Sigma^0$

Sommaire

4.1	Introduction	p. 92
4.2	Définition des échantillons	p. 93
4.3	Sections efficaces partielles	p. 95
4.4	Production du $K^*(890)$ et du $K^{**}(1400)$	p. 95
4.5	Etude des réactions	p. 97
4.6	Considérations générales sur la désintégration du K^*	p. 99
4.7	Domaine de positivité	p. 102
4.8	Mécanismes de production et matrice de densité	p. 104
4.9	Résultats expérimentaux	p. 105
4.10	Interprétation des résultats	p. 106
4.11	L'obtention de D/F par le rapport Σ^0/Λ	p. 109
4.12	Conclusion	p. 112

CHAPITRE 4

ETUDE DES REACTIONS $\pi^- p \rightarrow K^* (890) \Lambda$ et $\pi^- p \rightarrow K^* (890) \Sigma^0$

4.1 Introduction

On appelle "quasi deux corps" les réactions du type

$$A + B \rightarrow C + D \quad (C \rightarrow C_1 + C_2)$$

où C est un état résonant dont la désintégration est observée dans la voie

$$C \rightarrow C_1 + C_2$$

Occasionnellement, les deux produits de l'état final peuvent être des états résonants. Dans ce cas, $C \rightarrow C_1 + C_2$, $D \rightarrow D_1 + D_2$.

Dans ce chapitre, nous limiterons notre analyse au premier type de "quasi deux corps"; plus précisément, nous étudierons de façon aussi complète que possible les réactions

$$\pi^- p \rightarrow K^* (890) \Lambda \quad (1)$$

$$\text{et } \pi^- p \rightarrow K^* (890) \Sigma^0 \quad (2)$$

Nous donnerons également quelques résultats obtenus sur les réactions

$$\pi^- p \rightarrow K^{**} (1400) \Lambda \quad (3)$$

$$\pi^- p \rightarrow K^{**} (1400) \Sigma^0 \quad (4)$$

les statistiques ne permettant pas, toutefois une analyse aussi complète que pour les réactions (1) et (2).

L'étude des quasi deux corps présente l'avantage de pouvoir fournir, en général, des renseignements sur le mécanisme de production par l'utilisation de la matrice de densité de la résonance produite et par les effets de corrélation observés entre les spins des deux composants de l'état final.

Cependant, cet avantage ne va pas sans inconvénients pratiques; il est en effet impossible d'isoler un quasi deux corps pur (contrairement à la situation expérimentale rencontrée dans l'étude des deux corps où cela peut être envisagé). La résonance ne pourra pas être séparée de façon absolue d'un fond continu qui peut introduire des erreurs systématiques dans les résultats quantitatifs.

Il est donc nécessaire d'établir, en premier lieu, une méthode conduisant à un échantillon de quasi deux corps comportant le minimum de fond. Ce sera l'objet de la partie initiale de ce chapitre. Dans la partie finale, nous utiliserons les résultats expérimentaux pour nous livrer à une comparaison avec les prédictions théoriques.

4.2 Définition des échantillons

Les états finals

$$\pi^- p \rightarrow K^+ \pi^- \Lambda$$
$$\text{et } \pi^- p \rightarrow K^+ \pi^- \Sigma^0 \quad (\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma)$$

sont particulièrement appropriés à l'étude des quasi deux corps du type (1), (2), (3), (4), les résonances $K^*(890)$ et $K^*(1400)$ dominant de beaucoup, dans ces réactions, les autres états finals possibles.

De plus, la fraction d'événements conduisant à une ambiguïté cinématique entre les quatre interprétations possibles

$$\pi^- p \rightarrow K^+ \pi^- \Lambda \quad (I)$$

$$\pi^- p \rightarrow K^+ \pi^- \Sigma^0 \quad (II)$$

$$\pi^- p \rightarrow K^+ \pi^- \Lambda \pi^0 \quad (III)$$

$$\pi^- p \rightarrow K^+ \pi^- \Lambda (n \pi^0) \quad (IV)$$

est relativement faible.

10% des événements mesurés donnent un résultat acceptable à la fois pour les hypothèses (I) et (II) et aucune ambiguïté n'est constatée entre (I) et les hypothèses (III) ou (IV).

Pour résoudre ces cas d'ambiguïtés entre (I) et (II), nous avons utilisé les propriétés angulaires de la désintégration du Σ^0 .

La distribution de $\cos \alpha$ (α est l'angle entre le Λ dans le CM du Σ^0 et la ligne de vol du Σ^0 dans le CM de la réaction calculé avec les quantités ajustées du Σ^0) doit être isotropique pour un échantillon authentique de Σ^0 , alors qu'elle doit être concentrée aux petits angles quand il s'agit de la simulation du Σ^0 .

Nous voyons sur la fig.1 la distribution de $\cos \alpha$ pour les événements ambigus entre les hypothèses (I) et (II). Elle est en complet désaccord avec l'isotropie, ce qui conduit à attribuer tous les événements avec $\cos \alpha \geq 0.6$ à la réaction (I).

Pour la réaction (II) la principale source de contamination est due aux événements provenant de la réaction (III) où le système ($\Lambda \pi^0$) peut simuler un Σ^0 . Nous utiliserons dans ce cas la masse manquante carrée au système $K^+ \pi^-$ (MM^2) qui doit être une distribution centrée autour de la masse manquante carrée du Σ^0 (1.42 GeV^2) pour $\pi^- p \rightarrow K^+ \pi^- \Sigma^0$ et se distribuer à partir du seuil du système ($\Lambda \pi^0$) pour $\pi^- p \rightarrow K^+ \pi^- \Lambda \pi^0$.

Les figs. 2a, 2b, reproduisent la distribution du carré de la masse manquante au système ($K^+ \pi^-$) pour les événements conduisant à une interprétation unique (II) et (III), alors que la fig. 2c reproduit la même distribution pour les événements ambigus entre ces deux hypothèses.

La comparaison de ces deux figures nous permet de conclure que la plupart des 56 événements ambigus appartiennent en fait à l'hypothèse (II), ayant une masse manquante inférieure au seuil de production ($\Lambda \pi^0$); en pratique, nous classons dans l'échantillon (II) tous les événements ayant une masse manquante carrée inférieure à 1.6 GeV^2 , les autres étant attribués à la réaction (III).

D'ailleurs, ce classement des ambigus entraîne la symétrisation de la distribution obtenue pour la masse effective du Σ^0 autour de sa valeur centrale (156 contre 166), alors qu'elle présente une dissymétrie marquée (102 contre 160) avant cette correction.

La fig.3 reproduit la distribution angulaire de désintégration du Σ^0 après attribution des ambigus: elle est en bon accord avec l'isotropie attendue ($\chi^2 = 23.2$ pour 20 points expérimentaux).

4.3 Section efficaces partielles

Après introduction des coupures géométriques et classement des événements ambigus, nous disposons d'un lot de 616 événements attribués à la réaction (I) et un lot de 322 événements attribués à la réaction (II), ce qui nous permet d'évaluer les sections efficaces partielles suivantes:

$$\begin{aligned} \pi^- p \rightarrow K^+ \pi^- \Lambda & \quad \sigma = (78.0 \pm 4.0) \mu\text{b} \\ \pi^- p \rightarrow K^+ \pi^- \Sigma^0 & \quad \sigma = (40.0 \pm 3.0) \mu\text{b} \end{aligned}$$

Ces valeurs sont calculées avec les corrections pour les pertes géométriques, pour les Λ qui se désintègrent en deux particules neutres et aussi pour les événements rejetés attribués à cette réaction ($\sim 10\%$). La fig. 4 montre le résultat de la compilation mondiale des mêmes réactions.

4.4 Production du K^* (890) et du K^{**} (1400)

Comme nous l'avons indiqué dans l'introduction, les réactions (I) et (II) sont dominées par la production des résonances K^* (890) et K^{**} (1400) figs. 5a, 7a. Mais l'examen des diagrammes de Dalitz et de leurs projections (figs. 5, 6, 7 et 8) montre que d'autres états finals peuvent être présents, en particulier des états correspondant à la production d'hypérons tels que la résonance $\Sigma(1385)$.

Par contre, ces distributions ne donnent aucune indication en faveur de la présence d'états finals avec production de résonances baryoniques non-étranges.

Toutes les conditions sont réunies, dans le cas du $K^*(890)$, (bonnes statistiques, rapport signal sur bruit, résolution expérimentale) pour déterminer expérimentalement la masse et la largeur de cette résonance à partir des données fournies par la réaction (I). La fonction de résolution pour les masses effectives $K^+\pi^-$ comprises entre 0.8 et 1.0 GeV est représentée sur la fig.9 : la résolution moyenne est de 3,5 et 4 MeV, respectivement, pour les événements à 4 contraintes (réaction I) et 2 contraintes (réaction II).

Cette résolution dépend de la précision avec laquelle les impulsions du faisceau et du Λ sont connues, car

$$M^2(K^+\pi^-) = (E - E_\Lambda)^2 - \left| \vec{p}_\Lambda \right|^2$$

E ... énergie totale

E_Λ, p_Λ ... énergie et module de l'impulsion du Λ dans le CM

Dans notre cas, la valeur de l'impulsion du Λ résulte d'un ajustement à 3 contraintes pour le V^0 (sauf pour les cas où le Λ se désintègre trop près du sommet principal, l'ajustement étant alors à 1 contrainte) suivi d'un autre ajustement pour l'apex principal (2 ou 4 contraintes). Cette impulsion n'est pas élevée (environ 0,5 GeV/c) puisque la grande majorité des Λ est émise vers l'arrière (dans le centre de masse de réaction).

Pour décrire la résonance $K^*(890)$, nous avons utilisé la formule de Breit-Wigner

$$|BW|^2 = \frac{M_0 \Gamma}{(M^2 - M_0^2)^2 + M_0^2 \Gamma^2} ; \Gamma = \Gamma_0 \left(\frac{Q}{Q_0}\right)^3 \left(\frac{M_0}{M}\right)$$

M_0 = masse de la résonance

Γ_0 = largeur de la résonance

Q, Q_0 ... impulsion des produits de désintégration dans le CM de la résonance.

et nous avons supposé que le fond dans la région de l'ajustement pouvait être décrit par l'espace de phase (deux corps dans trois).

Les valeurs optimales des paramètres M_0 et Γ_0 ont été trouvées à l'aide du programme MINUIT [réf. 1] avec un ajustement de maximum de vraisemblance

$$M_0 = (896 \pm 2) \text{ MeV} ; \quad \Gamma_0 = (45 \pm 5) \text{ MeV} \quad (\text{réaction I})$$

$$M_0 = (897 \pm 3) \text{ MeV} ; \quad \Gamma_0 = (43 \pm 7) \text{ MeV} \quad (\text{réaction II})$$

Ces résultats ont été obtenus en appliquant les coupures $0.8 \text{ GeV} < M(K^+\pi^-) < 1.0 \text{ GeV}$ au spectre de masse effective $(K^+\pi^-)$. Nous avons vérifié que les résultats ne changeaient pas de valeur, à un écart standard près, avec d'autres valeurs de coupures autour de la région de la résonance.

L'introduction de la résolution expérimentale dans la fonction de vraisemblance ne change pas les résultats, ce qui peut s'expliquer par le rapport élevé entre la largeur de la résonance et la résolution expérimentale.

Nous avons aussi essayé d'autres paramétrisations pour la résonance et pour le fond non résonant sans changement sensible des résultats.

4.5 Etude des réactions

$$\pi^- p \rightarrow K^* (890) \Lambda \quad (1)$$

$$\pi^- p \rightarrow K^* (890) \Sigma^0 \quad (2)$$

Pour estimer les sections efficaces de production des résonances, nous devons interpréter l'ensemble des diagrammes de Dalitz correspondant aux réactions (I) et (II). La fonction de vraisemblance utilisée est alors de la forme :

$$\mathcal{L} = \prod_j F_i$$

$$F_i = \sum_{j=1}^{NR} \left(\frac{|BW_j|^2}{\int |BW_j|^2 \rho(mi) dmi} - \frac{1}{\int \rho(mi) dmi} \right) f_j + \frac{1}{\int \rho(mi) dmi}$$

$\rho(mi) \dots$ espace de phase.

f_j étant les fractions des NR voies résonantes (seuls paramètres ajustés).
Le tableau (1) donne les résultats de cet ajustement.

Pour les masses et largeurs des résonances introduites dans l'ajustement, nous avons pris les valeurs trouvées ci-dessus pour le $K^*(890)$, qui sont en bon accord avec les valeurs données par les tables [réf. 2]; quant aux autres résonances, les statistiques sont trop limitées pour nous permettre de déterminer leurs masses et largeurs. Nous avons imposé les valeurs données dans les tables.

Nous avons constaté que les sections efficaces partielles ainsi déterminées pour la production des mésons $K^*(1400)$ sont très peu sensibles à l'introduction, ou non, des résonances d'hypérons telles que $\Sigma(1385)$.

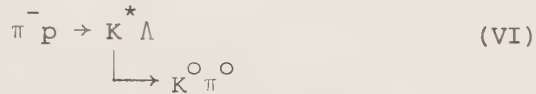
Les figs 5c, et 6c montrent les diagrammes de Chew-Low pour les réactions (I) et (II) où la masse effective ($K^+\pi^-$) est portée en abscisse et le 4-moment de transfert t en ordonnée. On peut constater que les $K^*(890)$ sont produits principalement de façon périphérique, c'est-à-dire à faible moment de transfert. Les figs. 10 et 11 montrent les distributions angulaires du K^* pour les réactions (1) et (2) où on peut observer le caractère périphérique de production ($0.868 \text{ GeV} \leq M(K\pi) \leq 0.920 \text{ GeV}$).

Compte tenu des rapports de branchement partiels de $K^*(890) \rightarrow K^+\pi^-$ et $K^{**}(1400) \rightarrow K^+\pi^-$, nous obtenons les sections efficaces partielles

$$\begin{aligned} \pi^- p \rightarrow K^* \Lambda & \quad \sigma = (73 \pm 6) \text{ } \mu\text{b} \\ \pi^- p \rightarrow K^{**} \Lambda & \quad \sigma = (15 \pm 5) \quad (K^{**} \rightarrow K\pi) \\ \pi^- p \rightarrow K^* \Sigma^0 & \quad \sigma = (36 \pm 4) \text{ } \mu\text{b} \\ \pi^- p \rightarrow K^{**} \Sigma^0 & \quad \sigma = (9.4 \pm 3.4) \quad (K^{**} \rightarrow K\pi) \end{aligned}$$

Nous avons aussi calculé les sections efficaces différentielles $d\sigma/dt'$, pour les réactions (1) et (2) dont les résultats sont dessinés sur la fig. 12.

Nous pourrions utiliser les données expérimentales dont nous disposons sur la réaction



pour améliorer notre information. Cependant, un fond non résonant important accompagne dans ce cas le signal correspondant à la production du K^* (890). Aussi, préférons-nous nous limiter à l'analyse des données sensiblement meilleures de la réaction (I).

Cette différence de comportement du fond, entre les réactions (VI) et (I) est essentiellement due à la production vers l'avant de l'hypéron $\Sigma(1385)$, permise dans la première réaction et exotique dans la deuxième.

Comme nous l'avons déjà remarqué, la production des K^* (890) est périphérique, aussi bien dans la réaction (III) que dans la réaction (IV) (voir figs. 10 et 11). Cependant la production associée au Σ^0 tend à s'annuler pour les très petites valeurs de l'angle de diffusion (CM), ce qui n'est pas le cas pour le Λ . Nous verrons plus loin comment il est possible d'interpréter cette différence de comportement dans les sections efficaces différentielles des deux réactions.

4.6 Considérations générales sur la désintégration du K^*

L'information dynamique contenue dans la désintégration du K^* (890) se manifeste dans les éléments de la matrice de densité. Le processus $K^* \rightarrow K^+ \pi^-$ nous permet de mesurer la partie paire (voir appendice B) de cette matrice tandis que les éléments de la partie impaire (appendice B) ne peuvent pas être obtenus par l'analyse du $K^* \rightarrow K^+ \pi^-$. On les appelle "paramètres fantômes".

Soit $I(\theta, \phi)$: la distribution angulaire résultant de la désintégration du $K^* \rightarrow K^+ \pi^-$; les angles θ et ϕ sont définis dans un système attaché à la résonance. La fig. 13 montre trois systèmes de référence qui se distinguent essentiellement par le choix de l'axe de quantification.

Ce sont les systèmes de:

(i) Jackson

L'axe "z" est donné par la direction du faisceau dans le CM de la résonance. Il est approprié pour l'étude des voies "t" puisque l'échange et le faisceau ont la même direction dans ce système. L'axe "y" est donné par la direction de la normale au plan de production.

(ii) Transversité

L'axe "z" est donné par la direction de la normale au plan de production. L'axe "y" est donné par la direction d'une des particules (faisceau ou résonance) dans le CM de la réaction.

(iii) Hélicité

L'axe "z" est donné par la direction de la résonance dans le CM. L'axe "y" est donné par la direction de la normale au plan de production.

La distribution angulaire $I(\theta, \phi)$ du $K^*(890)$ (spin = 1) peut être développée dans l'un des trois systèmes en fonction des harmoniques sphériques (appendice B).

$$I(\theta, \phi) = \frac{1}{4\pi} - \sqrt{\frac{1}{2\pi}} \sum_{M=-2}^{+2} \bar{T}_M^{(2)} Y_M^{(2)}(\theta, \phi)$$

où

$$T_M^{(2)} = -\sqrt{2\pi} < Y_M^{(2)} >(\theta, \phi), \quad M = -2, \dots, 1, 2$$

Nous pouvons aussi définir $R_M^{(2)}$

$$\begin{aligned} R_O^{(2)} &= \sqrt{\frac{5}{2}} T_O^{(2)} \\ R_M^{(2)} &= (-1)^M \sqrt{5} \operatorname{Re} T_M^{(2)} \\ R_{-M}^{(2)} &= (-1)^M \sqrt{5} \operatorname{Im} T_M^{(2)} \end{aligned} \quad (M = 1, 2)$$

La conservation de la parité dans la désintégration par interaction forte du K^* (890) et le fait que la cible n'est pas polarisée imposent des restrictions aux paramètres de multipole R (symétrie de Bohr).

$$1) \quad R_1^{(2)} = 0, \quad R_{-1}^{(2)} = 0 \quad (\text{système de transversité})$$

$$2) \quad R_{-2}^{(2)} = 0, \quad R_{-1}^{(2)} = 0 \quad (\text{systèmes de Jackson et hélicité})$$

Les paramètres T et R sont les paramètres multipoles et permettent comme la matrice de densité de représenter le mélange statistique des états. La partie "paire" (voir appendice B) de la matrice de densité peut être calculée en fonction des paramètres de multipole par les formules:

$$\rho_{11} = \frac{R^{(2)} + 1}{3}, \quad \rho_{00} + 2 \rho_{11} = 1$$

$$\text{Re}(\rho_{1-1}) = \frac{R^{(2)}}{\sqrt{3}}; \quad \text{Im}(\rho_{1-1}) = -\frac{R-2}{\sqrt{3}}$$

$$\text{Re}(\rho_{10}) = \frac{R^{(2)}}{\sqrt{6}}; \quad \text{Im}(\rho_{10}) = -\frac{R-2}{\sqrt{6}}$$

où

$$\rho = \begin{vmatrix} \rho_{11} & \rho_{10} & \rho_{1-1} \\ \bar{\rho}_{10} & \rho_{00} & -\rho_{10} \\ \bar{\rho}_{1-1} & \overline{-\rho_{10}} & \rho_{11} \end{vmatrix}$$

La symétrie de Bohr (voir apêndice B) impose les relations :

$$\text{Im } \rho_{1-1} = 0$$

$$\text{Im } \rho_{10} = 0 \quad (\text{ systèmes de Jackson et d'hélicité})$$

$$\text{Re } \rho_{10} = 0$$

$$\text{Im } \rho_{10} = 0 \quad (\text{ système de transversité})$$

La valeur $P_y \neq \langle \text{Spin} \rangle_y$ du K^* (890) ne peut pas être mesurée puisqu'elle est reliée au seul terme non nécessairement nul de la partie impaire (appendice B - les deux autres sont nuls par B-symétrie).

4.7 Domaine de positivité

Le domaine de positivité est une notion très utile dans l'étude des propriétés de la matrice de densité. Ce domaine est la région de l'espace défini par les trois éléments indépendants non nuls de la matrice de densité dans laquelle doivent se situer les points expérimentaux.

Dans le cas des particules de spin 1 et compte tenu de la symétrie de Bohr, le domaine de positivité est un cône représenté sur la fig.14a. Sur cette même figure deux systèmes de coordonnées différents sont aussi dessinés.

Tout point représentant un événement doit se situer à l'intérieur du domaine de positivité; un résultat expérimental qui ne remplit pas cette condition est la manifestation d'une erreur systématique dans les données expérimentales, ou de la présence d'autres états de spin dans le fond non résonante.

La restriction de volume vient de la positivité de la matrice ρ (les valeurs propres λ_i ne peuvent pas être négatives).

$$\Delta(\lambda) = \det (\rho - \lambda)$$

Les valeurs propres de ρ sont données par:

$$\Delta(\lambda_i) = 0$$

Dans le système de transversité nous avons:

$$\rho = \begin{pmatrix} \frac{1}{3} + \frac{1}{3} R_o^{(2)} & 0 & R_o^{(2)} + R_{-2}^{(2)} \\ 0 & \frac{1}{3} (1-2 R_o^{(2)}) & 0 \\ R_o^{(2)} + R_{-2}^{(2)} & 0 & \frac{1}{3} + \frac{1}{3} R_o^{(2)} \end{pmatrix} \rightarrow \text{partie paire}$$

$$+ \begin{pmatrix} \frac{1}{3} R_o^{(1)} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{3} R_o^{(1)} \end{pmatrix} \rightarrow \text{partie impaire}$$

$$\Delta(\lambda) = \det (\rho - \lambda) = (\lambda - \rho_{oo}) \left[(\lambda^2 - \lambda (\rho_{11} + \rho_{-1-1}) + \rho_{11} \rho_{-1-1} - |\rho_{1-1}|^2) \right]$$

Donc,

$$\lambda_1 = \rho_{oo} \geq 0$$

$$\lambda_2 = \frac{1}{2} (\rho_{11} + \rho_{-1-1}) + \frac{1}{2} \sqrt{(\rho_{11} + \rho_{-1-1})^2 + 4 |\rho_{1-1}|^2} \geq 0$$

$$\lambda_3 = \frac{1}{2} (\rho_{11} + \rho_{-1-1}) - \frac{1}{2} \sqrt{(\rho_{11} + \rho_{-1-1})^2 + 4 |\rho_{1-1}|^2} \geq 0$$

En fonction des paramètres de multipôle ces inégalités s'écrivent :

$$R_o^{(2)} \leq 1/2$$

$$\left[(R_o^{(1)})^2 + |R_o^{(2)} + R_{-2}^{(2)}|^2 \right]^{1/2} \leq \frac{1}{\sqrt{3}} (1 + R_o^{(2)})$$

Comme nous pouvons mesurer seulement la partie "paire" de la matrice de densité, $R_o^{(1)} = 0$ implique la condition la plus "faible" pour l'inégalité ci-dessus. Les figs 14b, 14c représentent les projections du volume

dont les points obéissent aux conditions de positivité. Une transformation linéaire entre les paramètres de multipôle et les éléments de la matrice de densité nous donne ce même volume dans un espace où les axes sont les trois éléments indépendants de la matrice de densité.

4.8 Mécanismes de production et matrice de densité

Le domaine de positivité permet une visualisation géométrique simple des mécanismes de production. Ainsi pour les réactions du type

$$0^- \frac{1^+}{2} \rightarrow 1^- \frac{1^+}{2}$$

il existe une correspondance entre certains sous-domaines du cône de positivité et les échanges qui jouent un rôle dans la réaction. Nous pouvons avoir:

(i) Echange de parité naturelle

Le sous-domaine de polarisation est le segment VW du cône C (fig. 15) [réf.3].

(ii) Echange de parité non-naturelle

Le sous-domaine de positivité est le volume du cône limité par sa base et par l'ellipse d'intersection du cône et du plan ABD, (fig.15). Dans le cas particulier où la particule échangée est un 0^- , le lieu géométrique se réduit au point A [réf.4].

Les segments VW et DB dépendent de la réaction et pour chaque réaction des variables s et t. Les formules suivantes permettent le calcul de VW et DB en fonction des variables s et t [réf.5].

$$f = \frac{VW}{VM} = \frac{EB}{EM}$$

$$f = \frac{2}{\text{Ch}^2 \theta_t + 1}$$

$$\text{Ch } \theta_t = \frac{t^2 - t (2s - (M_1^2 + M_2^2 + M_3^2 + M_4^2)^2 + (M_1^2 - M_3^2)(M_2^2 - M_4^2))}{\left[\lambda(t, M_1^2, m_3^2) \cdot \lambda(t, M_2^2, M_4^2) \right]^{1/2}}$$

$$\lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2ac - 2bc$$

M_i ... masse des particules dans la réaction

$$1(O^-) + 2(\frac{1}{2}^+) \rightarrow 3(1^-) + 4(\frac{1}{2}^+)$$

Pour les grandes valeurs de s et petites valeurs de t (limites du modèle de Regge), les lieux géométriques des parités naturelles et non-naturelles se réduisent respectivement au vertex V et à la base du cône [réf. 5].

4.9 Résultats expérimentaux

Nous avons calculé les éléments de la matrice de densité dans les trois systèmes de coordonnées définis précédemment en fonction de t . Pour les systèmes de Jackson et d'hélicité, le résultat peut être visualisé sur les figs 16 et 17 (les mêmes valeurs sont données dans les tables 2 et 3). Ces valeurs de ρ ont été calculées pour l'intervalle de masse $K\pi$ défini par (0.868, 0.920 GeV) et d'autres intervalles plus larges ou plus étroits ont aussi été utilisés sans que les points se déplacent de plus d'un écart standard; d'autre part, nous n'avons pas soustrait les $(15 \pm 3\%)$ de fond non-résonant, car nous avons estimé son effet comme étant petit par le calcul des éléments de la matrice de densité dans des régions de contrôle.

Le comportement de la matrice de densité dans les réactions (1) et (2) est très différent puisque pour $K^* \Sigma^0$ nous avons

$$\rho_{00} \approx 0 \quad \text{et} \quad \rho_{11} \approx \rho_{1-1}$$

tandis que pour $K^* \Lambda$

$$\rho_{00} \neq 0 \quad \rho_{11} \neq \rho_{1-1}$$

La fig. 15 montre les éléments de la matrice de densité du K^* (890), dessinés avec le domaine de positivité; en fait, sur cette figure nous voyons les projections du cône où nous avons choisi comme axes ρ calculé dans le système de transversité. Nous pouvons constater qu'il n'y a pas de points sensiblement en dehors du cône et que les points expérimentaux sont accumulés près du vertex pour $K^* \Sigma^0$ et distribués à l'intérieur du cône pour $K^* \Lambda$.

4.10 Interprétation des résultats

Le comportement de la section efficace différentielle des réactions (1) et (2) suggèrent la dominance des mécanismes d'échange dans la voie t. Pour trouver la nature des particules échangées, nous utiliserons trois façons différentes de représenter les données expérimentales, mais non indépendantes.

(i) Les cônes de positivité

Afin de localiser les lieux géométriques à l'intérieur du cône de positivité, nous avons calculé le paramètre f en fonction de t' , comme illustré sur la fig. 18

Les points expérimentaux de la réaction $K^* \Sigma^0$ se trouvent près du vertex du cône C, en bon accord avec le segment VW, le sous-domaine de positivité des parités naturelles (VW varie avec t'). Pour les événements de la réaction $K^* \Lambda$, les points expérimentaux sont distribués à l'intérieur du cône de positivité C, ce qui indique la présence d'échange des parités naturelles et non-naturelles, simultanément (voir figs 13b et 13c).

(ii) La matrice de densité dans le système de Jackson

La fig. 17 nous montre que pour les événements $K^* \Sigma^0$

$$\rho_{00} \approx 0 \quad \text{et} \quad \rho_{11} \approx \rho_{1-1}$$

valeurs attendues pour un échange de parité naturelle. Pour $K^* \Lambda$ (fig. 16)

$$\rho_{00} \neq 0 \quad \text{et} \quad \rho_{11} \neq \rho_{1-1} \neq 0$$

ce qui implique la présence d'échanges de parité naturelle et non naturelle (voir par. 4.11).

(iii) Les distributions angulaires

La distribution angulaire $I(\theta, \phi)$ de $K^* (890)$ s'écrit [réf. 6]:

$$I(\theta, \phi) = \rho_{11} \sin^2 \theta + \rho_{00} \cos^2 \theta - \rho_{1-1} \sin^2 \theta \cos^2 \phi - \sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{10} \sin^2 \theta \cos \phi.$$

Pour un échange de parité naturelle nous avons $\rho_{00} = 0$, $\rho_{11} \approx \rho_{1-1}$ et $\operatorname{Re} \rho_{10} = 0$ et donc (système de Jackson)

$$I(\theta, \phi) = \sin^2 \theta \sin^2 \phi$$

Dans le système de Jackson les distributions en θ et ϕ doivent avoir toutes les deux un comportement en $\sin^2$ si, seul, un échange naturel a lieu. Ces distributions sont dessinées sur les figs. 19c, 19d pour les évènements $K^* \Sigma^0$ et comme on peut le voir, les données expérimentales sont en bon accord avec l'échange naturel seul. Pour les évènements $K^* (890) \Lambda$ aucune structure particulière n'est pas remarquée sur les distributions de θ et ϕ ce qui est l'indication de la présence d'un échange naturel et non naturel simultanés (figs. 19a, 19b).

Avec la connaissance de la parité des échanges qui interviennent dans la réaction (1) et (2), nous pouvons interpréter la structure des sections efficaces différentielles vers l'avant. Résumons tous les éléments qui sont nécessaires pour cela :

- (i) Pour $\pi^- p \rightarrow K^* \Lambda$ une parité naturelle et non-naturelle sont échangées.
- (ii) Pour $\pi^- p \rightarrow K^* \Sigma^0$ l'échange de parité naturelle est dominante.
- (iii) On admet l'hypothèse de la factorisation.
- (iv) L'échange de parité naturelle pour (2) implique nécessairement une amplitude de renversement de spin pour le vertex où l'échange est couplé à deux mésons.

En fait, nous avons vu que les candidats pour l'échange de parité naturelle sont le K^* (890) et le K^{**} (1400), dont les spin-parités sont respectivement 1^- et 2^+ . Si nous prenons comme axe de quantification le faisceau dans le CM de la résonance, la symétrie autour de cet axe implique une composante $M_z=0$ ($\frac{\delta\psi}{\delta\phi} = 0$) et donc les composantes du spin selon cet axe de la particule échangée et de la résonance sont égales.

Voyons maintenant comment peut se former un état de composante nulle pour le K^* (890) (non-renversement de spin).

Avec les échanges proposés d'un 1^- ou 2^+ , les coefficients de Clebsh-Gordan pour avoir un état final $|1,0\rangle$, sont donnés par:

$\langle 1,0; 1,0 1,0 \rangle$	Composition des moments angulaires entre le spin de l'échange et le moment orbital
$\langle 2,0; 2,0 1,0 \rangle$	échange-faisceau (imposé par la conservation de la parité)

Ces deux coefficients sont nuls puisque:

$$\langle j_1, 0; j_2, 0 | j_3, 0 \rangle = 0 \quad \text{si} \quad (j_1 + j_2 + j_3) \text{ impair}$$

Dans l'hypothèse de factorisation, chaque élément de matrice pour les différentes hélicités des particules λ_{π^-} , λ_{proton} , λ_{K^*} , $\lambda_{\Lambda(\Sigma^0)}$ s'écrit

$$M(\lambda_i) \propto \sqrt{-t} |\lambda_{\pi^-} - \lambda_{K^*}| \gamma_{\pi^- K^*} (\sqrt{-t}) |\lambda_p - \lambda_{\Lambda(\Sigma^0)}| \gamma_{p\Lambda(\Sigma^0)} \quad [\text{Réf. 7}]$$

$\gamma_{\pi^- K^*}, \gamma_{p\Lambda(\Sigma^0)}$... résidus au vertex mésonique et baryonique.

Comme $|\lambda_{\pi^-} - \lambda_{K^*}|$ est toujours 1, nous voyons que la section efficace différentielle s'annule à $t=0$. Pour la réaction (1), l'échange simultané d'une parité naturelle et non naturelle supprime l'imposition du renversement de spin au vertex formé par le K^* , le faisceau et l'échange. Dans ces conditions, des termes qui ne sont pas nuls à $t=0$ sont possibles d'où la structure vers l'avant de la réaction (1).

4.11 L'obtention de D/F par le rapport Σ^0/Λ

Le rapport Σ^0/Λ produits dans les réactions (1) et (2) est relié au rapport D/F des couplages symétriques et antisymétriques des octets baryons - antibaryons ($1/2^+$) à l'octet mésonique (1^- ou 2^+).

Pour calculer D/F, nous devons d'abord tenir compte du fait que les mécanismes d'échange dans les réactions $\pi^- p \rightarrow K^* \Lambda$ et $\pi^- p \rightarrow K^* \Sigma^0$ ne sont pas les mêmes. En fait, (2) est dominé par l'échange des mésons de parité naturelle (K^* et K^{**}), alors que pour (1) un échange de parité non naturelle est aussi présent; il y a donc en principe plusieurs couplages et plusieurs octets.

Cette situation peut être simplifiée par les considérations suivantes:

- (i) Le rapport D/F des octets auxquels appartiennent les mésons K^* et K^{**} aux octets symétriques et antisymétriques des baryons doit être le même séparément pour les amplitudes de renversement et de non-renversement du spin. Ceci est une conséquence de la dualité, puisque les trajectoires du méson vecteur et tenseur doivent avoir les mêmes couplages pour que les parties imaginaires des amplitudes s'annulent dans la voie exotique (voir chapitre 3.4)

- (ii) Avec la remarque précédente seule, nous ne pouvons pas encore comparer directement Σ^0 et Λ à cause de la présence d'un échange non naturel pour les événements $K^* \Lambda$.

Néanmoins, ce problème peut être surmonté puisqu'il est possible d'extraire les contributions séparées des parités naturelles et non naturelles des sections efficaces [réf. 8].

Les éléments de matrice pour les échanges de parité naturelle (+) et non naturelle (-) pour une réaction du type (1) ou (2) peuvent s'écrire:

$$M_{\lambda K^* \lambda_B \lambda \pi^- \lambda_p}^{\pm} = M_{\lambda K^* \lambda_B \lambda \pi^- \lambda_p}^S + \epsilon M_{-\lambda K^* \lambda_B \lambda \pi^- \lambda_p}$$

λ = hélicité des particules ($B = \Lambda$ ou Σ^0)

M = élément de matrice dans la voie s (système d'hélicité)

$\epsilon = (\text{Parité } K^*)(\text{Parité } \pi^-) (-1)^{\text{spin } K^* - \text{spin } \pi^-} (-1)^{\lambda K^* - \lambda \pi^-}$

Définissons: [réf.]

$$\frac{d\sigma_{\lambda K^*}^{\pm}}{dt} = \frac{1}{4} \sum_{\lambda_B, \lambda_{\Lambda}} |M_{\lambda K^* \lambda_B \lambda \pi^- \lambda_{\Lambda}}^{\pm}|^2$$

$$\sigma_{\lambda_3}^{\pm} = \frac{d\sigma_{\lambda_3}^{\pm}}{dt} / \frac{d\sigma}{dt}$$

qui sont les fractions de parités naturelles ou non naturelles qui contribuent à l'amplitude d'hélicité. Gottfried et Jackson [réf.4] ont donné la relation entre $\sigma_{\lambda K^*}^{\pm}$ et les éléments de la matrice de densité du K^* .

$$\sigma_{\lambda K^*}^{\pm} = \frac{\rho_{\lambda K^* \lambda K^*}^{\pm} + \epsilon \rho_{\lambda K^* (-\lambda K^*)}}{2}$$

si $\lambda_{K^*} = \pm 1$

$$\sigma_+ = \frac{\rho_{11} + \rho_{1-1}}{2} \quad (\text{échange naturel})$$

$$\sigma_1^- = \frac{\rho_{11} - \rho_{1-1}}{2} \quad (\text{échange non-naturel})$$

Pour $\lambda_K^* = 0$

$$\sigma_0^- = \rho_{00}$$

Comme conséquence immédiate de cette séparation, nous avons, en l'absence d'échange non naturel $\sigma_1^- = \sigma_0^- = 0$

$$\rho_{00} = 0$$

$$\rho_{11} = \rho_{1-1}$$

Nous avons maintenant les éléments qui nous permettent de calculer D/F. Le rapport des sections efficaces des réactions (1) et (2), où interviennent seulement les échanges de K^* et K^{**} est donné par:

$$r = \frac{(\rho_{11} + \rho_{1-1})_{\Sigma} \cdot \sigma_{\Sigma}}{(\rho_{11} + \rho_{1-1})_{\Lambda} \cdot \sigma_{\Lambda}}$$

Le paramètre "r" peut être lié aux constantes de couplage aux deux vertex. Les amplitudes A_{Σ} et A_{Λ} peuvent s'écrire:

$$A_{\Sigma} \sim gK^* \pi K^* \times (C_1 g_d + C_2 g_f)$$

$$A_{\Lambda} \sim gK^* \pi K^* \times (C_3 g_d + C_4 g_f)$$

$gK^* \pi K^*$ = couplage du méson vecteur avec le vertex des mésons

C_1, C_2, C_3, C_4 coefficients de Clebsh-Gordan

g_d, g_f constantes de couplage symétrique et antisymétrique des octets baryons-antibaryons à l'octet mésonique 1^- .

Les valeurs des coefficients de Clebsh-Gordan sont données dans la [réf. 9] avec la normalisation:

$$p + \pi^0 \rightarrow p ; \quad g_{\pi NN} = D + F$$

$$A_{\Sigma} \propto g_{K^* \pi K^*} \times (F-D)$$

$$A_{\Lambda} \propto g_{K^* \pi K^*} \times \left(\frac{1}{\sqrt{3}} D + \sqrt{3} F \right)$$

$$r = \frac{|A_{\Sigma}|^2}{|A_{\Lambda}|^2} = \frac{3 (1-D/F)^2}{(3+D/F)^2}$$

En réalité, les amplitudes A_{Σ} et A_{Λ} devraient contenir des termes en K^{**} , mais les coefficients de Clebsch-Gordan sont les mêmes.

Nous avons calculé les valeurs des sections efficaces "naturelles" et "non naturelles" pour les deux réactions (1) et (2). La section non naturelle a été définie par $\sigma^- = \rho_{11} - \rho_{1-1} + \rho_{00}$

Les résultats obtenus se trouvent sur la fig.20 pour les événements $K^* \Lambda$ et sur la fig.21 pour $K^* \Sigma$.

Sur la fig.22 sont dessinées les valeurs expérimentales de r en fonction du quadrimoment transféré t' . Bien que les erreurs statistiques soient considérables, la valeur de r ne varie pas beaucoup en fonction de t' (à chaque valeur de r correspondent deux valeurs de D/F).

4.12 Conclusion

L'absence d'une structure à $t' = -0.3 \text{ GeV}^2$ dans $d\sigma/dt'$ où la trajectoire du K^* passe par zéro, indique que la contribution de la trajectoire du 1 est importante, puisque les deux trajectoires sont associées à la distribution angulaire et à la matrice de densité.

Le rapport D/F de ces deux trajectoires étant le même, nous pouvons comparer nos résultats expérimentaux avec les prédictions théoriques ; le modèle de dominance vectorielle permet de relier le couplage γ_{NN} aux couplages des mesons vecteurs associés (ω, ρ, ϕ) à leur tour reliés

au couplage du K^* au vertex des baryons par SU3. Les valeurs ainsi prédites sont: $D/F = 0$ (amplitude de non-renversement du spin) [réf. 10.] et $D/F = 3$ (amplitude de renversement du spin) qui donnent toutes deux $r = 1/3$ incompatible avec la valeur expérimentale $r \sim 1$ ($t_1 < -1.2 \text{ GeV}^2$)

Le modèle des quarks prédit une valeur de $r = 1/27$, également incompatible avec la valeur expérimentale [réf. 11].

A faible moment de transfert, nous nous attendons à la dominance de l'amplitude de non renversement du spin et pour $t' \geq -0.2$ nous trouvons la solution $D/F = -(0.3 \pm 0.1)$, compatible avec la valeur $D/F = -0.5 \pm 0.1$ trouvé par Michael et Odorico pour l'amplitude de non renversement du spin [réf. 10]. pour la réaction $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda, K^+ \Sigma$.

Nous pourrions tenter d'expliquer ces désaccords par la présence d'un échange exotique de $I = 3/2$ dans la réaction (2); cette possibilité a été examinée (chapitre 5) et nous avons constaté que l'échange de $I = 3/2$ n'est pas important.

D'autres informations importantes pourraient être données par l'analyse de la polarisation du Λ (fig. 23) et du $\bar{\Lambda}^0$, ainsi que par l'étude de la matrice de corrélation, mais nous ne disposons pas encore de statistiques suffisamment importantes pour entreprendre cette étude.

TABLEAU 1

REACTION	POURCENTAGE	
	K [*] (890)	K ^{**} (1400)
$\pi^- p \rightarrow K^+ \pi^- \Lambda$	63 ± 4	13 ± 4
$\pi^- p \rightarrow K^+ \pi^- \Sigma^0$	59 ± 6	15 ± 6

TABLEAU 2

SYSTEME DE JACKSON			
$-t' \text{ GeV}^2$	ρ_{00}	$\text{Re } (\rho_{10})$	ρ_{1-1}
0.0 - 0.2	0.37 ± 0.10	-0.09 ± 0.06	0.10 ± 0.08
0.2 - 0.4	0.29 ± 0.09	-0.07 ± 0.05	0.12 ± 0.08
0.4 - 0.6	0.30 ± 0.16	0.00 ± 0.09	0.26 ± 0.15
0.6 - 0.8	0.45 ± 0.15	-0.04 ± 0.08	0.27 ± 0.13
0.8 - 1.2	-0.07 ± 0.15	-0.23 ± 0.14	-0.03 ± 0.13

SYSTEME D'HELICITE			
$-t' \text{ GeV}^2$	ρ_{00}	$\text{Re } (\rho_{10})$	ρ_{1-1}
0.0 - 0.2	0.42 ± 0.09	0.04 ± 0.06	0.12 ± 0.08
0.2 - 0.4	0.31 ± 0.10	0.06 ± 0.05	0.13 ± 0.09
0.4 - 0.6	0.11 ± 0.15	0.02 ± 0.08	0.16 ± 0.16
0.6 - 0.8	0.00 ± 0.14	0.01 ± 0.08	0.04 ± 0.15
0.8 - 1.2	0.38 ± 0.11	0.31 ± 0.14	0.19 ± 0.14

SYSTEME DE TRANSVERSITE			
$-t' \text{ GeV}^2$	ρ_{00}	$\text{Re } (\rho_{1-1})$	$\text{Im } (\rho_{1-1})$
0.0 - 0.2	0.41 ± 0.10	0.12 ± 0.08	-0.06 ± 0.08
0.2 - 0.4	0.47 ± 0.10	0.05 ± 0.05	-0.09 ± 0.08
0.4 - 0.6	0.61 ± 0.19	-0.09 ± 0.13	-0.03 ± 0.11
0.6 - 0.8	0.54 ± 0.17	-0.23 ± 0.14	-0.02 ± 0.12
0.8 - 1.2	0.50 ± 0.16	0.13 ± 0.10	-0.44 ± 0.19

TABLEAU 3

SYSTEME DE JACKSON			
$-t' \text{ GeV}^2$	ρ_{00}	$\text{Re } (\rho_{10})$	ρ_{1-1}
0.0 - 0.2	0.20 ± 0.14	-0.11 ± 0.07	0.26 ± 0.12
0.2 - 0.4	-0.03 ± 0.13	-0.07 ± 0.06	0.51 ± 0.16
0.4 - 0.6	0.04 ± 0.11	0.14 ± 0.07	0.51 ± 0.17
0.6 - 0.8	-0.19 ± 0.23	-0.02 ± 0.04	0.88 ± 0.28
0.8 - 1.2	0.03 ± 0.16	-0.10 ± 0.13	0.33 ± 0.21

SYSTEME D'HELICITE			
$-t' \text{ GeV}^2$	ρ_{00}	$\text{Re } (\rho_{10})$	ρ_{1-1}
0.0 - 0.2	0.34 ± 0.15	-0.02 ± 0.07	0.32 ± 0.11
0.2 - 0.4	0.05 ± 0.15	0.03 ± 0.06	0.55 ± 0.15
0.4 - 0.6	-0.08 ± 0.14	-0.12 ± 0.07	0.45 ± 0.15
0.6 - 0.8	-0.26 ± 0.20	0.03 ± 0.04	0.83 ± 0.29
0.8 - 1.2	0.06 ± 0.15	0.12 ± 0.13	0.35 ± 0.22

SYSTEME DE TRANSVERSITE			
$-t' \text{ GeV}^2$	ρ_{00}	$\text{Re } (\rho_{1-1})$	$\text{Im } (\rho_{1-1})$
0.0 - 0.2	0.65 ± 0.15	0.17 ± 0.11	0.02 ± 0.10
0.2 - 0.4	1.00 ± 0.20	0.07 ± 0.09	-0.04 ± 0.08
0.4 - 0.6	0.99 ± 0.20	-0.09 ± 0.08	0.17 ± 0.11
0.6 - 0.8	1.47 ± 0.38	-0.06 ± 0.10	-0.04 ± 0.05
0.8 - 1.2	0.82 ± 0.27	-0.03 ± 0.11	-0.17 ± 0.18

REFERENCES - CHAPITRE 4

- [1] Cern Computer Library Program, D 506
- [2] Voir réf. 12 Chapitre 2
- [3] G.A. Ringland and R.L. Thews, Phys. Rev. 170, p. 1569 (1969)
- [4] K. Gottfried et J.D. Jackson, N. Cimento 33, p. 309 (1964)
- [5] R.L. Thews, Phys. Rev. 188, p. 2264 (1969)
- [6] M. G. Doncel et al, Ecole d'été de Gif-sur-Yvette (1970)
- [7] C. Tannoudji, Ecole d'été de Gif-sur-Yvette (1969)
- [8] J.P. Ader et al, N. Cimento 56A, N4, p. 952 (1968)
- [9] P. Mc Namee et F. Chilton, Rev. of Mod. Phys., Octobre p. 47 (1964)
- [10] C. Michael et R. Odorico, Phys. Letters 34B, p.422 (1971)
- [11] E. Hirsch et al., Weizmann Institute preprint, Wis. 23/71

LEGENDE DES FIGURES

Chapitre 4

- 1 - Distribution de $\cos\alpha$ (voir texte) pour les événements ambigus entre les hypothèses $\pi^-p \rightarrow K^+\pi^-\Lambda$ et $\pi^-p \rightarrow K^+\pi^-\Sigma^0$.
- 2 - Distribution de la masse manquante carrée (MM^2) au système $K^+\pi^-$:
 - (a) - événements non ambigus de l'hypothèse $\pi^-p \rightarrow K^+\pi^-\Lambda\pi^0$
 - (b) - événements non ambigus de l'hypothèse $\pi^-p \rightarrow K^+\pi^-\Sigma^0$
 - (c) - événements ambigus entre les hypothèses précédentes
- 3 - Distribution de $\cos\alpha$ pour les événements non ambigus de la réaction $\pi^-p \rightarrow K^+\pi^-\Sigma^0$.
- 4 - Compilation mondiale des sections efficaces totales en fonction de l'impulsion incidente pour les réactions $\pi^-p \rightarrow K^+\pi^-\Lambda$ et $\pi^-p \rightarrow K^+\pi^-\Sigma^0$.
- 5 - Diagrammes de Dalitz (a) et (b) et de Chew-Low (c) pour la réaction $\pi^-p \rightarrow K^+\pi^-\Lambda$
- 6 - Distribution des masses effectives pour la réaction $\pi^-p \rightarrow K^+\pi^-\Lambda$
 - (a) - système $K^+\pi^-$
 - (b) - système $\Lambda\pi^-$
 - (c) - système ΛK^+
- 7 - Diagrammes de Dalitz (a) et (b) et de Chew-Low (c) pour la réaction $\pi^-p \rightarrow K^+\pi^-\Sigma^0$

- 8 - Distribution des masses effectives pour la réaction $\pi^- p \rightarrow K^+ \pi^- \Sigma^0$
 - (a) - système $K^+ \pi^-$
 - (b) - système $\Sigma^0 \pi^-$
 - (c) - système $\Sigma^0 K^+$
- 9 - Résolution expérimentale de la masse effective du système $K^+ \pi^-$ pour les ajustements à 2 contraintes ($\pi^- p \rightarrow K^+ \pi^- \Sigma^0$)
- 10 - Distribution du cosinus de l'angle formé entre la direction du faisceau et celle du K^+ (890) dans le CM, pour la réaction $\pi^- p \rightarrow K^+ \pi^- \Lambda$
- 11 - Equivalent à la fig. 10 pour la réaction $\pi^- p \rightarrow K^+ \pi^- \Sigma^0$
- 12 - Sections efficaces différentielles $\frac{d\sigma}{dt'}$, ($t' = t - t_{\max}$) pour les réactions :
 - (a) - $\pi^- p \rightarrow K^+ \pi^- \Lambda$
 - (b) - $\pi^- p \rightarrow K^+ \pi^- \Sigma^0$
- 13 - Définition des systèmes de référence (Jackson, hélicité et transversité) utilisés pour les calculs des éléments de la matrice de densité.
- 14 - Vue en perspective et projections du domaine de positivité des paramètres de multipole $R_M^{(L)}$ pour les mésons 1^- .
- 15 - Diagramme des éléments de la matrice de densité calculé pour 5 intervalles de t' .
 - (a) - réaction $\pi^- p \rightarrow K^+ \pi^- \Lambda$
 - (b) - réaction $\pi^- p \rightarrow K^+ \pi^- \Sigma^0$

Dans la figure sont aussi dessinés les contours des projections du

domaine de positivité. Les nombres 1 à 5 définissent les intervalles de t' : $0.0 < -t' < 0.2 \text{ GeV}^2$, $0.2 < -t' < 0.4 \text{ GeV}^2$, $0.4 < -t' < 0.6 \text{ GeV}^2$, $0.6 < -t' < 0.8 \text{ GeV}^2$, $0.8 < -t' < 1.2 \text{ GeV}^2$, respectivement.

- 16 - Diagramme des éléments de la matrice de densité en fonction de t' pour la réaction $\pi^-p \rightarrow K^+\pi^-\Lambda$
 - (a) - système de Jackson
 - (b) - système d'hélicité

- 17 - Equivalent à la figure 16 pour la réaction $\pi^-p \rightarrow K^+\pi^-\Sigma^0$

- 18 - Diagramme du paramètre f (voir texte) en fonction de t .

- 19 - Diagramme de l'angle polaire et azimutal du K^+ dans les systèmes de Jackson et d'hélicité.
 - (a) et (b) pour la réaction $\pi^-p \rightarrow K^+\pi^-\Lambda$
 - (c) et (d) pour la réaction $\pi^-p \rightarrow K^+\pi^-\Sigma^0$

- 20 - Diagramme de la fraction de parité naturelle et non naturelle de la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dt}$, pour la réaction $\pi^-p \rightarrow K^+\pi^-\Lambda$

- 21 - Equivalente à la figure 20 pour la réaction $\pi^-p \rightarrow K^+\pi^-\Sigma^0$

- 22 - Diagramme du paramètre r (voir texte) en fonction de t' .

- 23 - Polarisation du Λ dans la réaction $\pi^-p \rightarrow K^+\pi^-\Lambda$

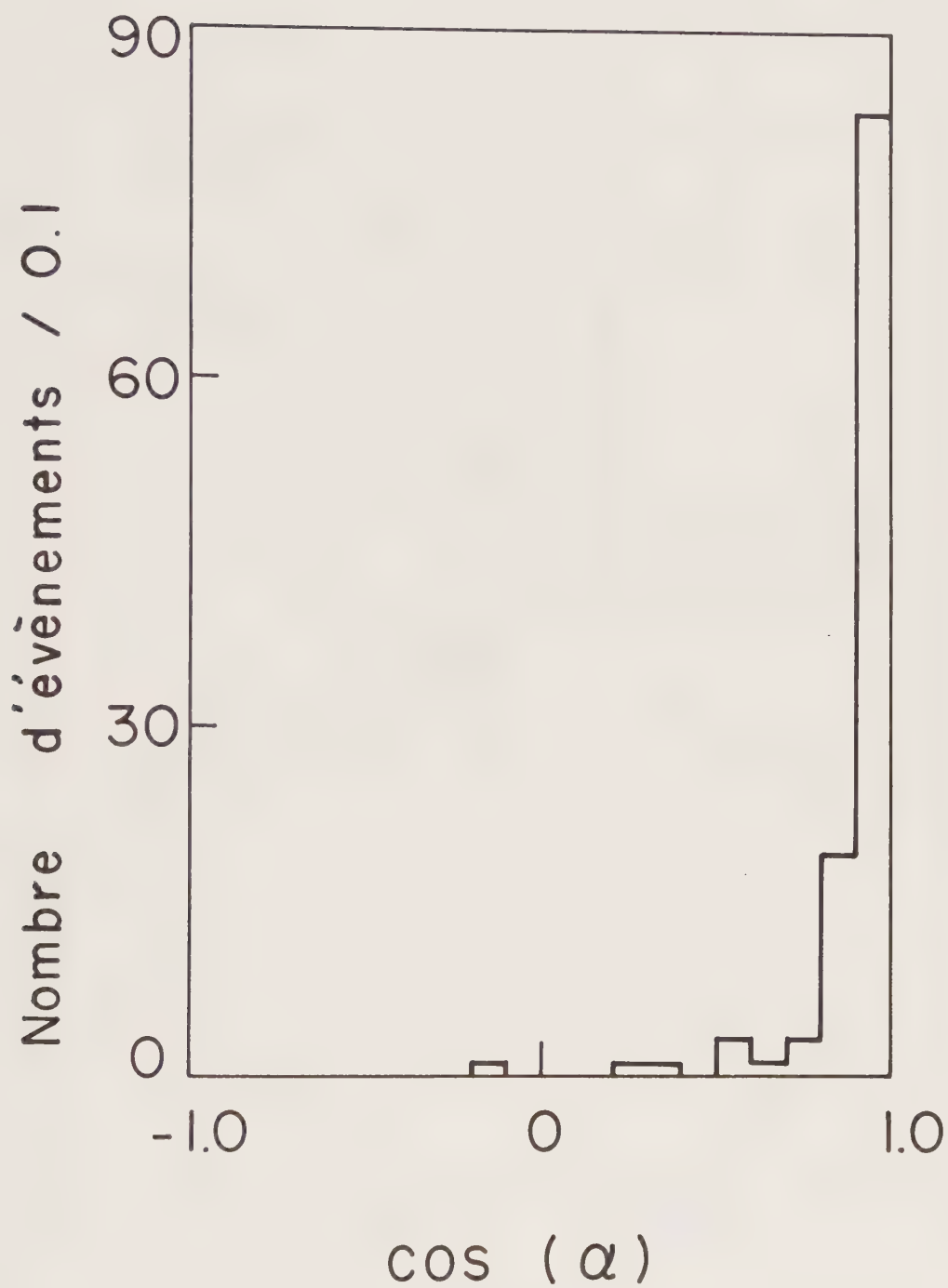
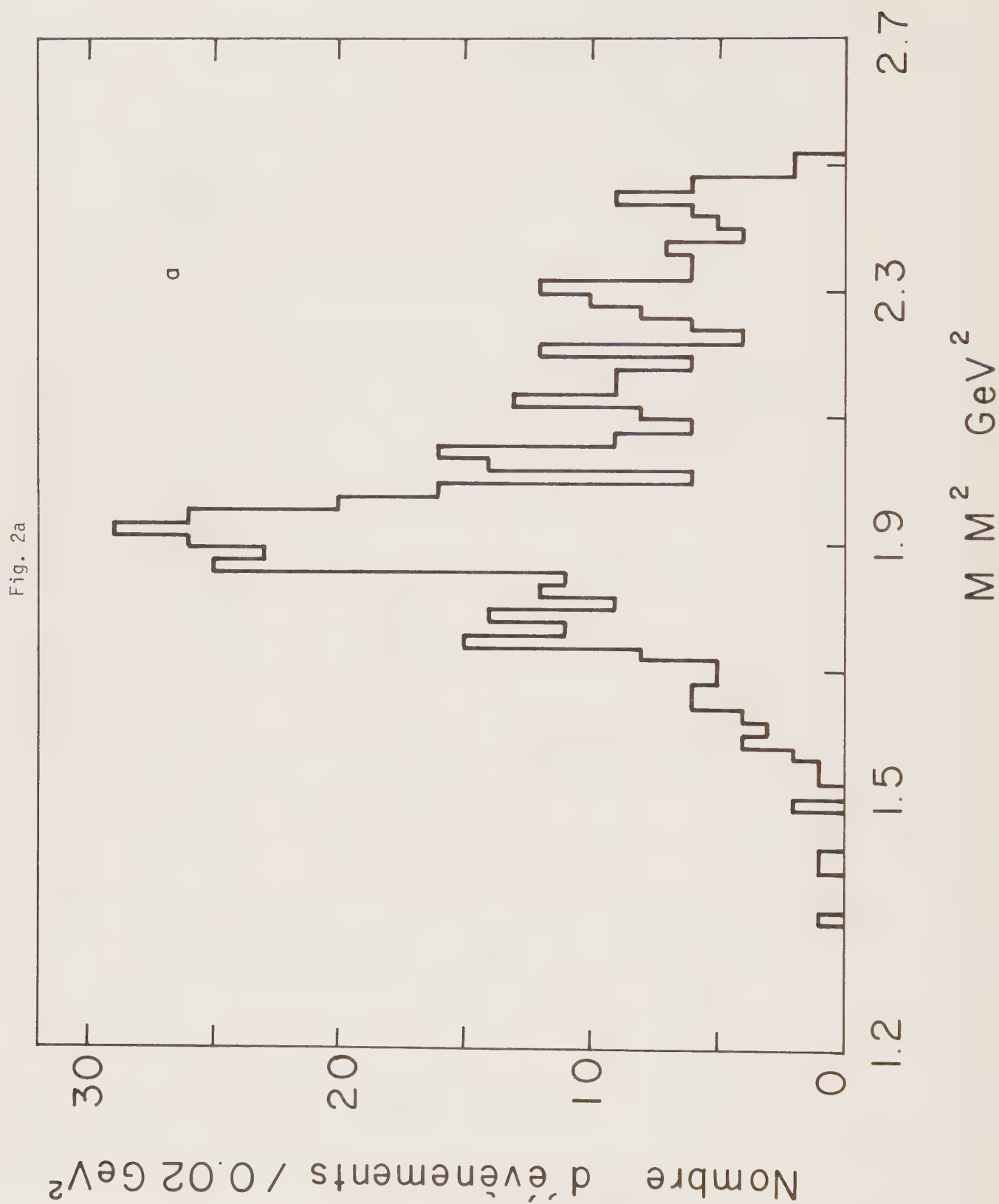


Fig. 1



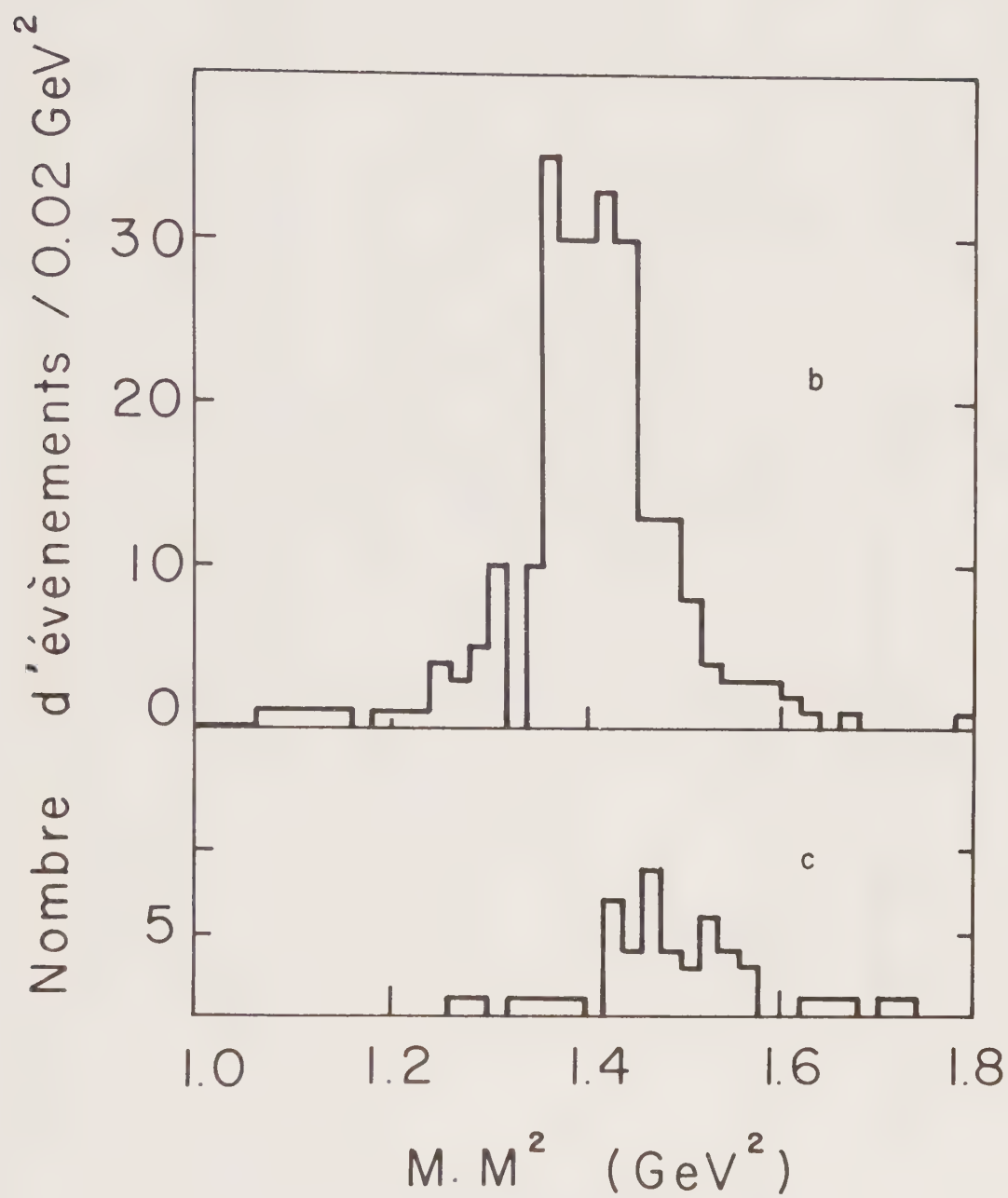


Fig. 2b, c

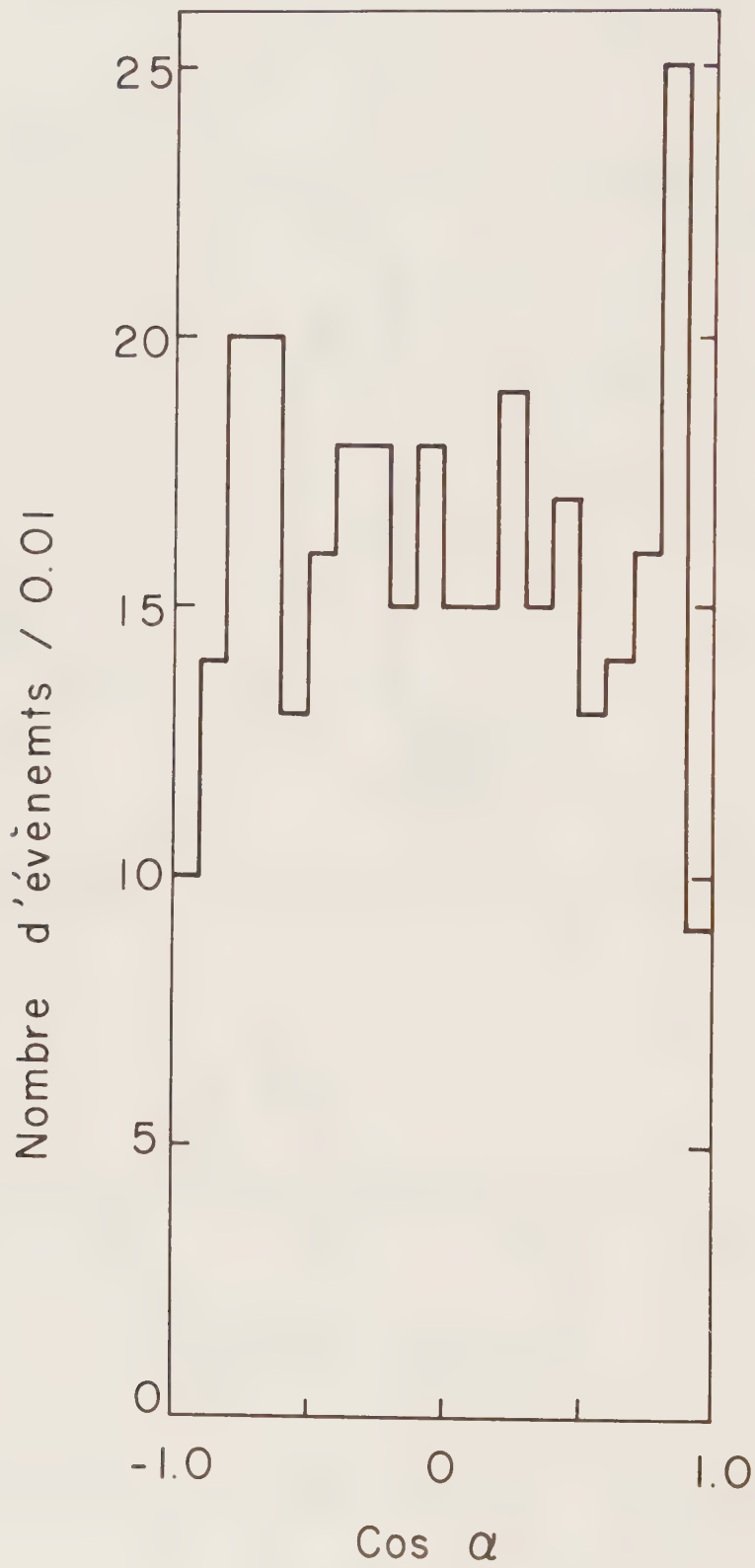


Fig. 3

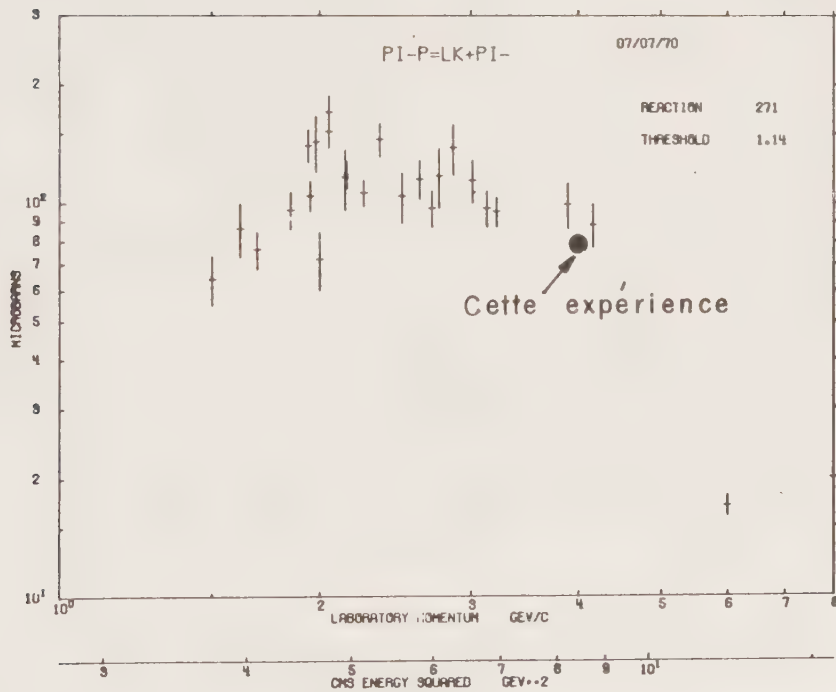
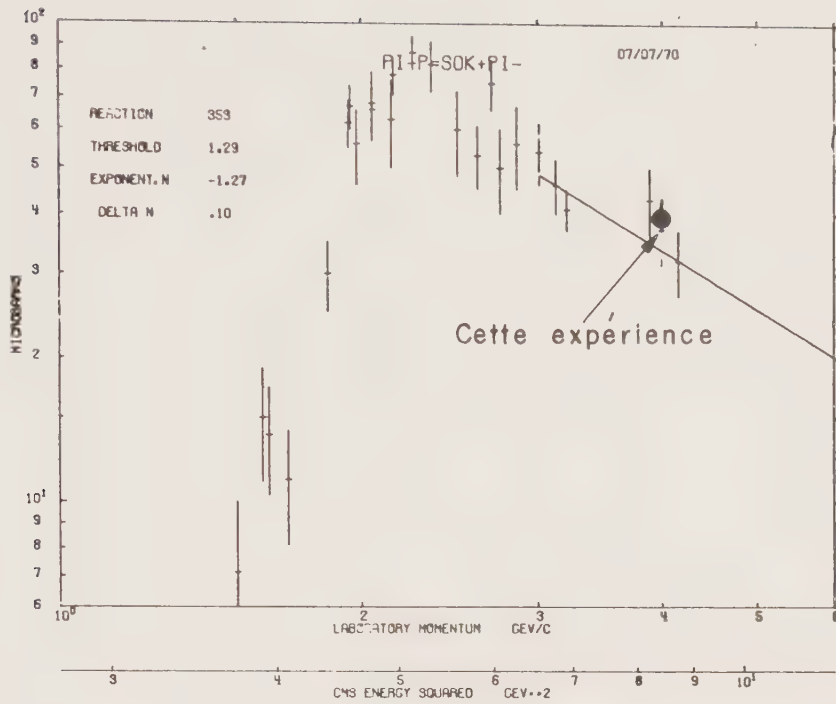


Fig. 4

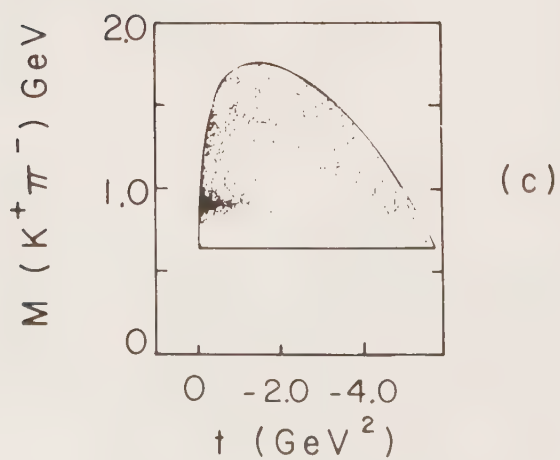
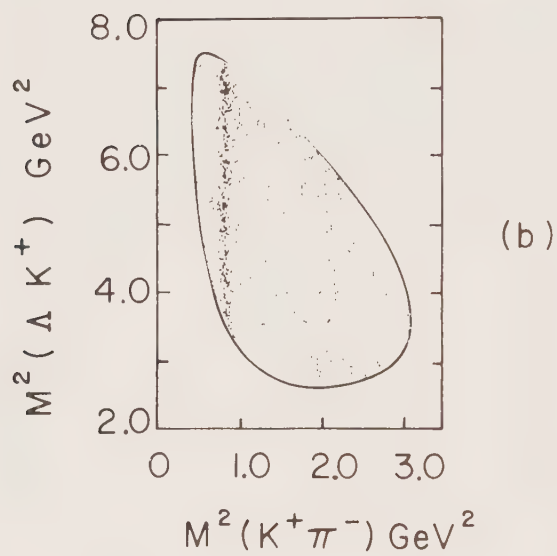
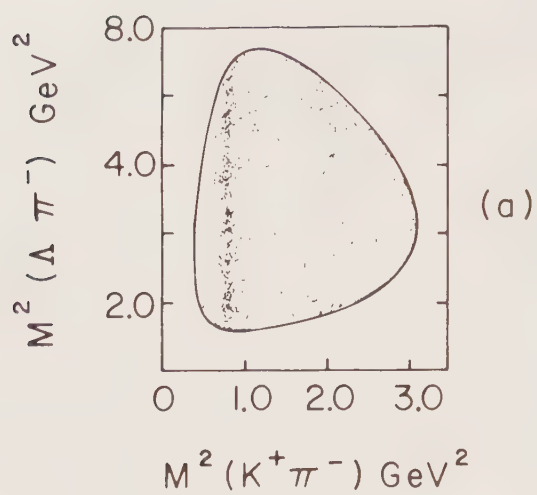


Fig. 5

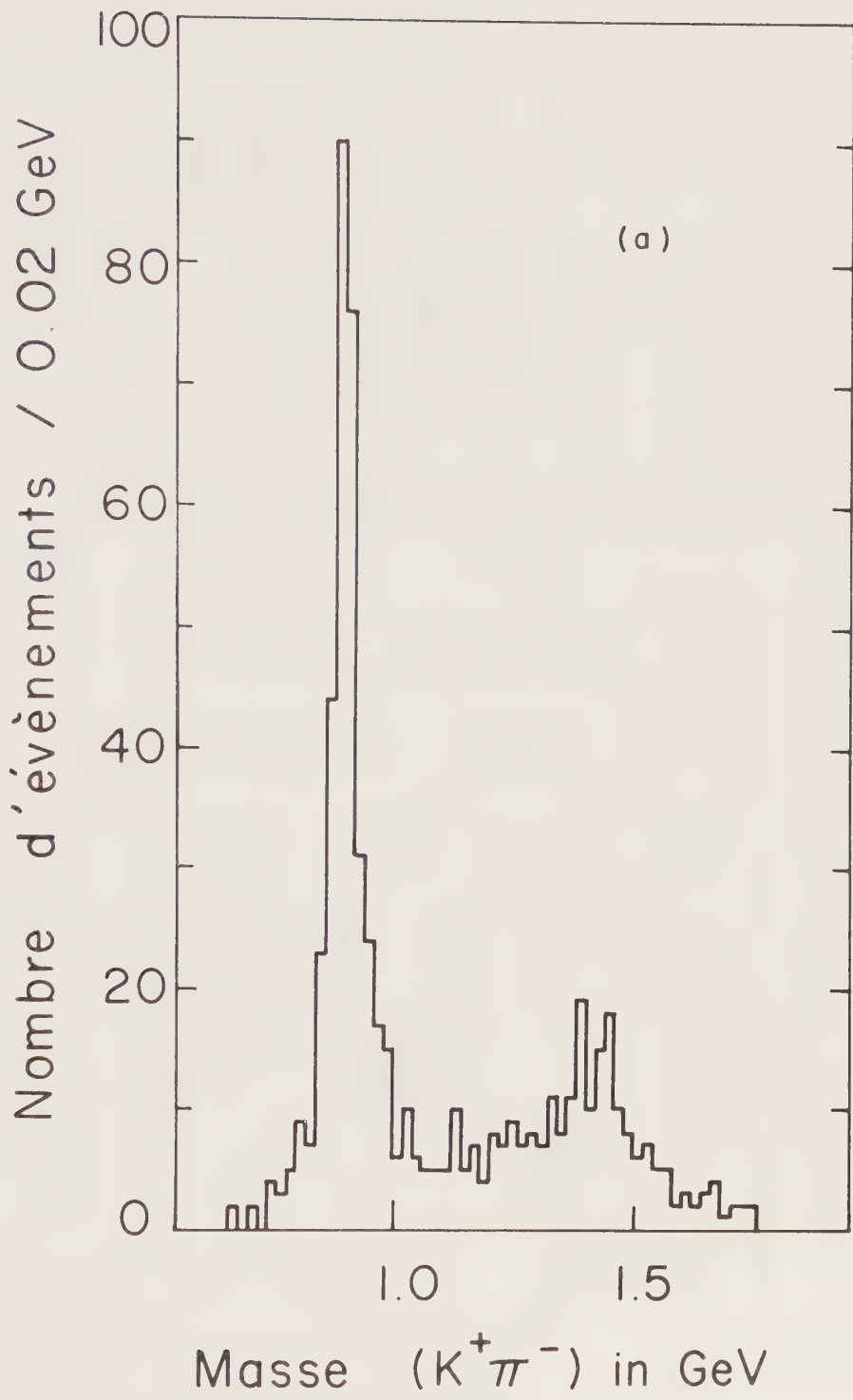


Fig. 6a

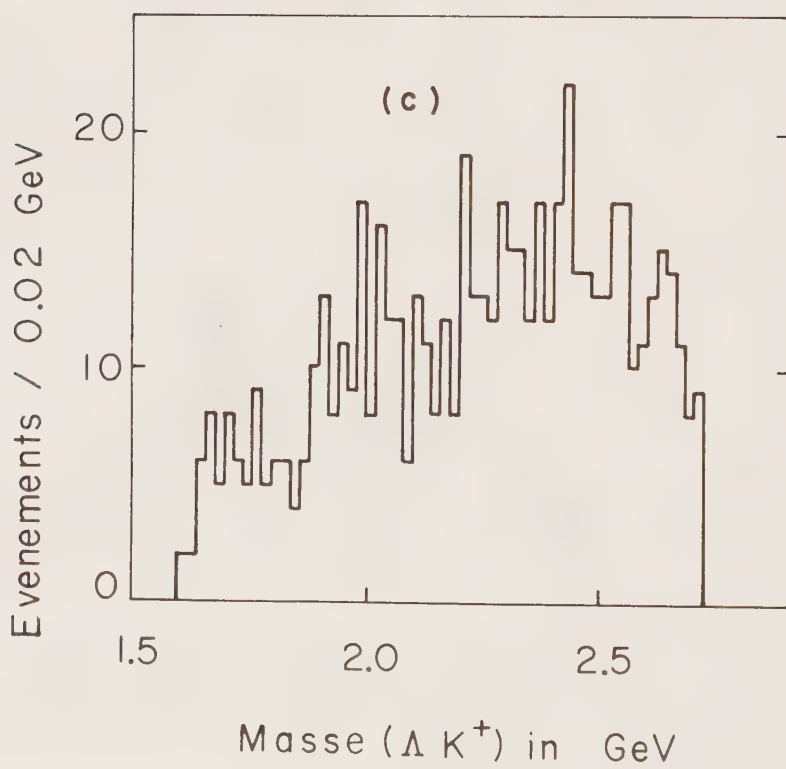
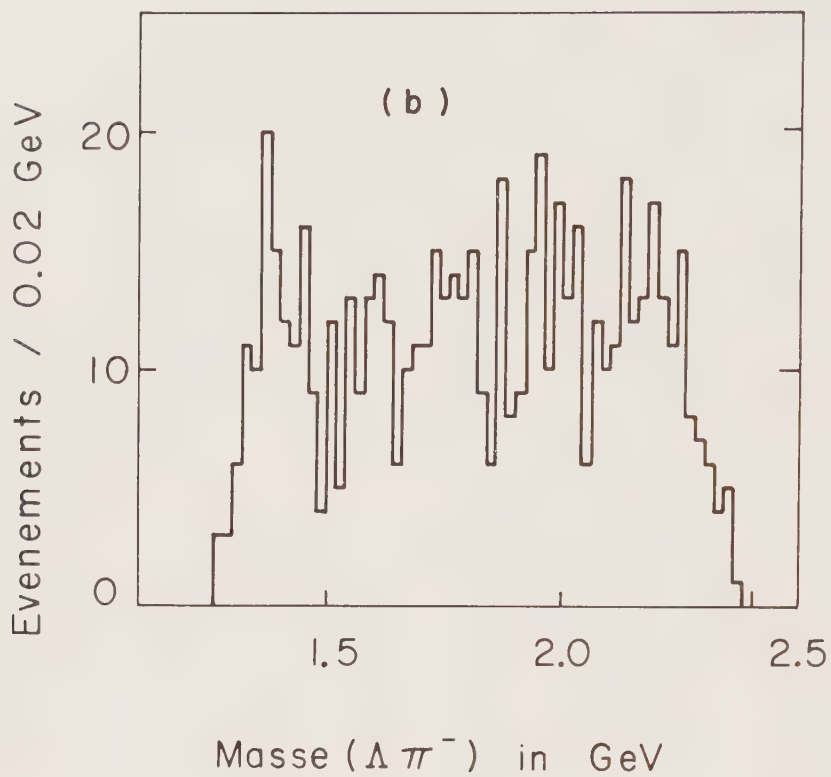


Fig. 6b, c

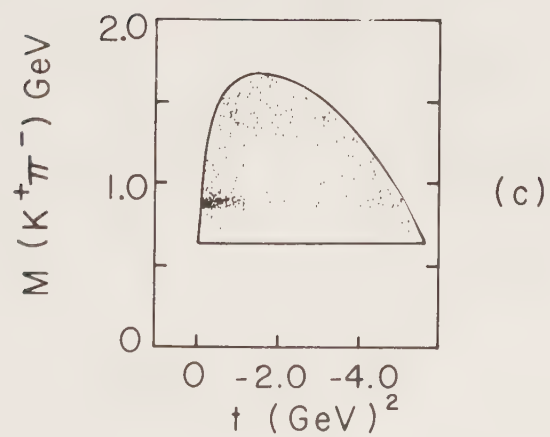
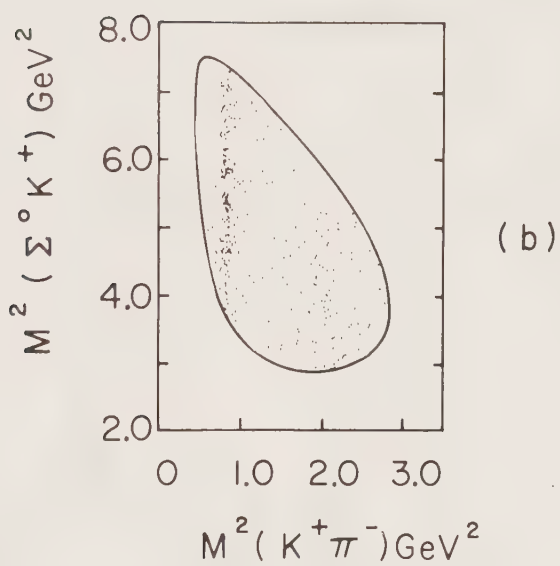
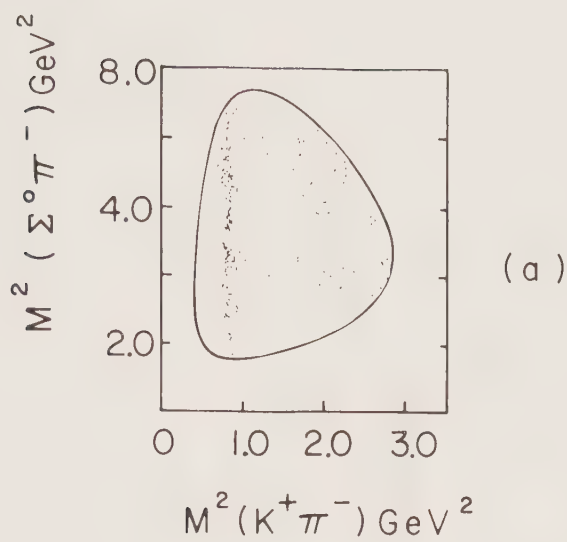


Fig. 7

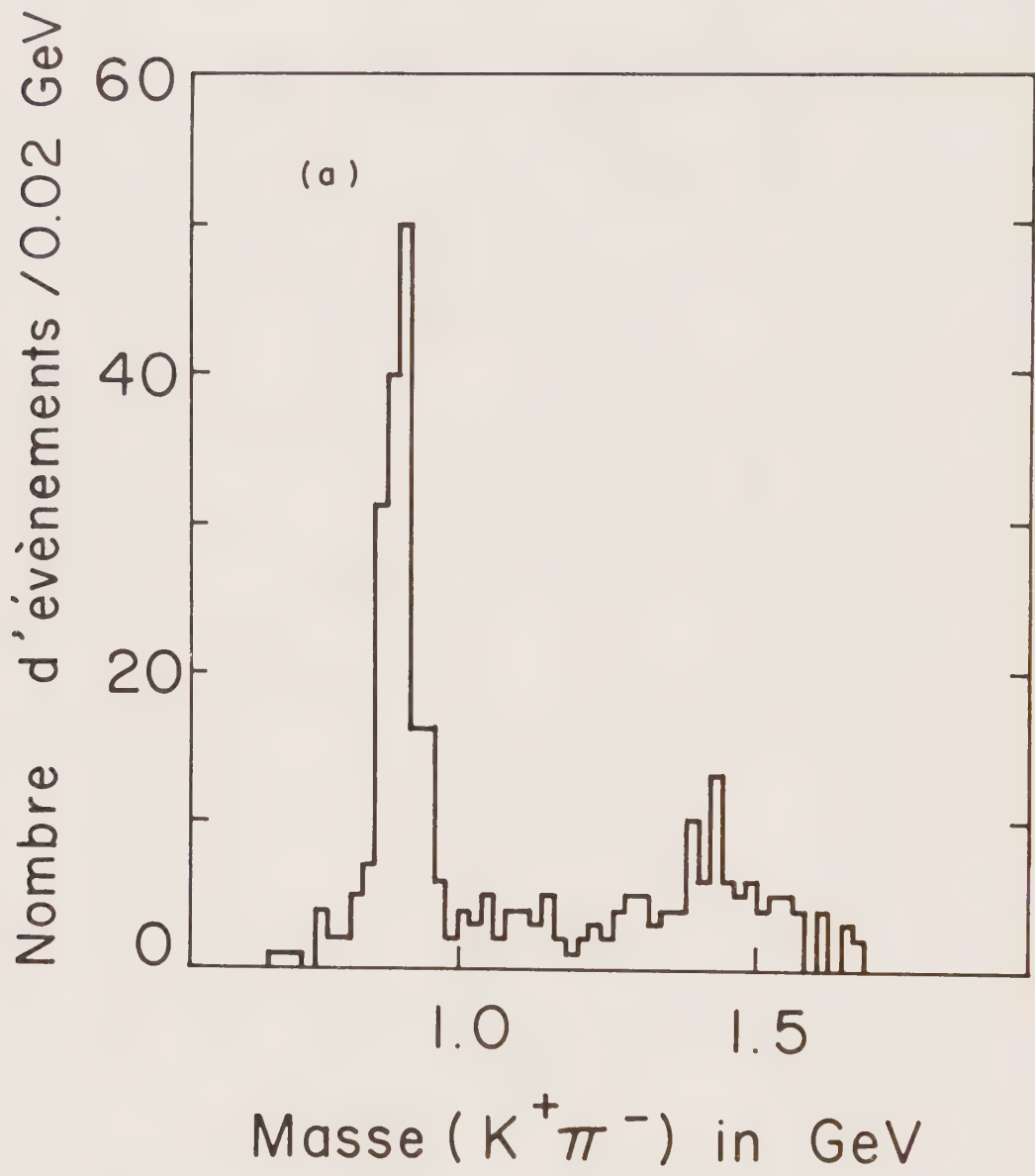


Fig. 8a

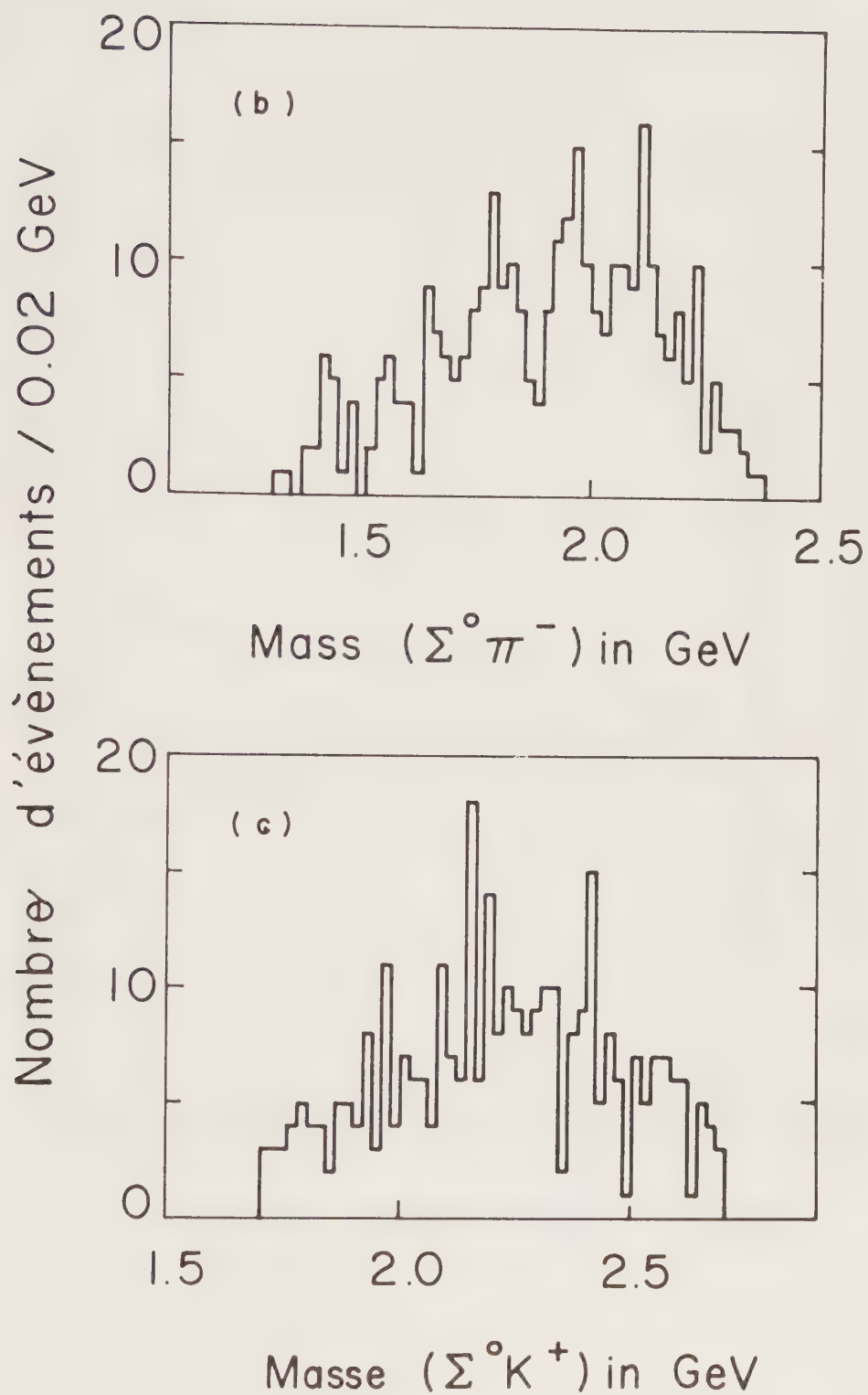


Fig. 8b, c

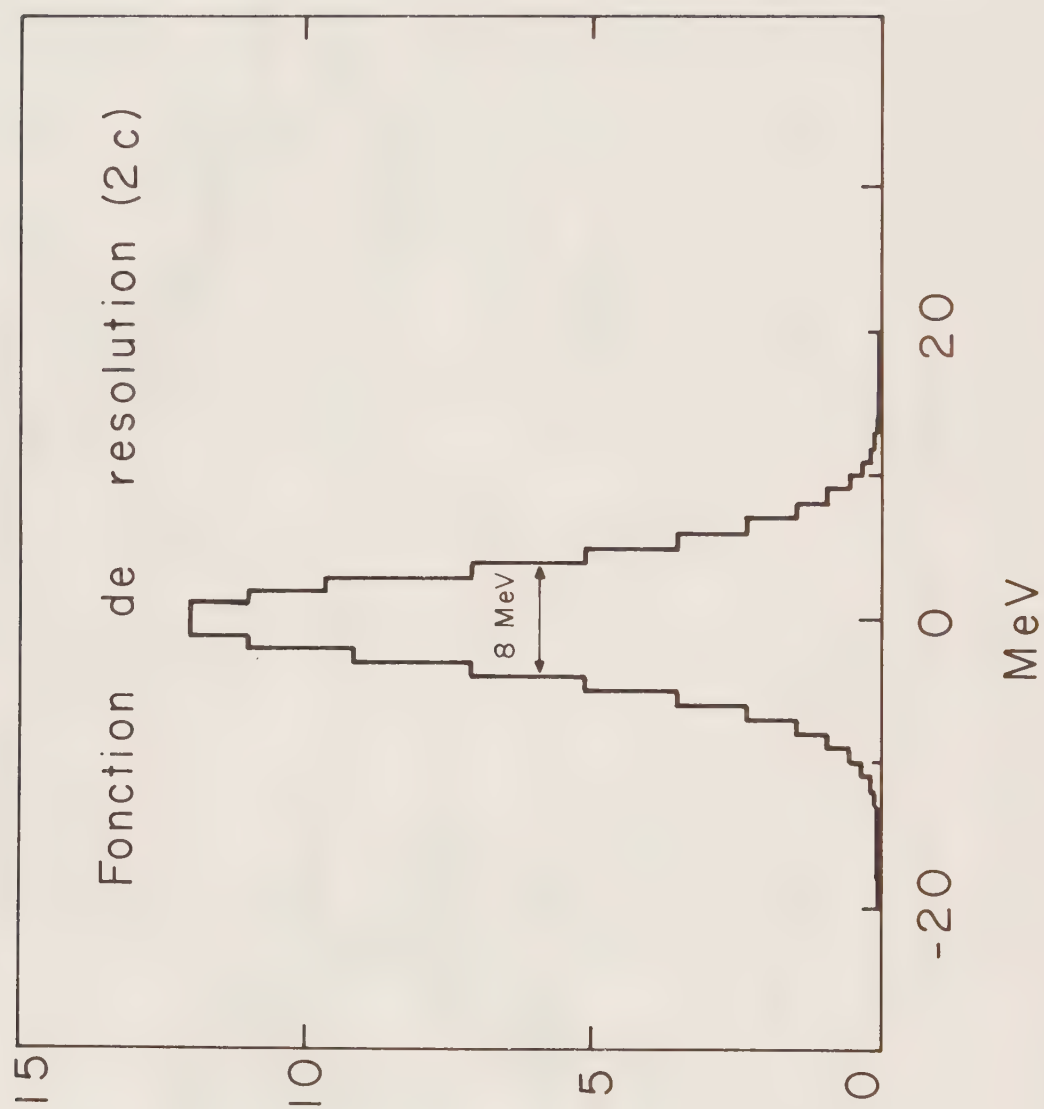


Fig. 9

Fig. 10



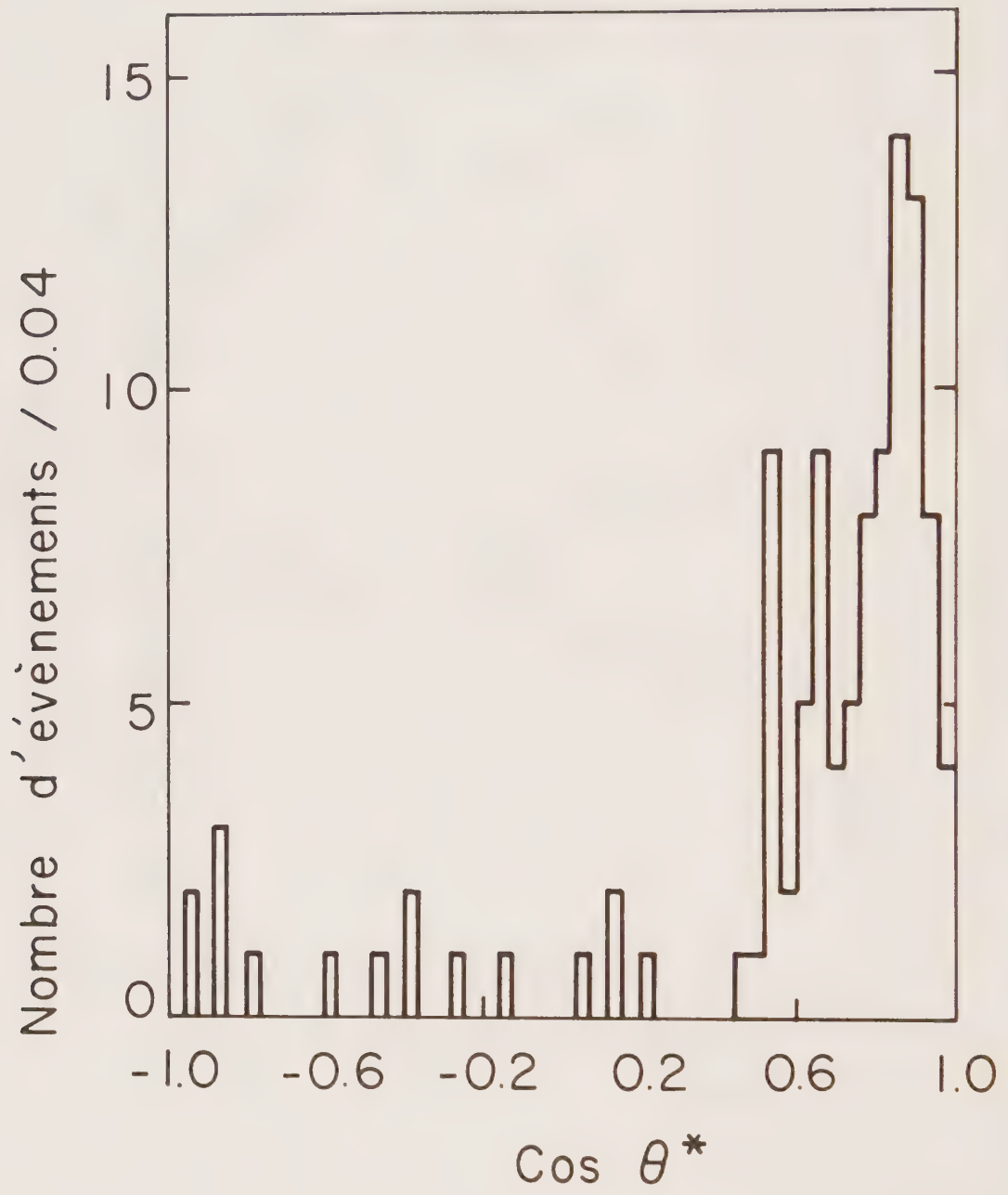


Fig. 11

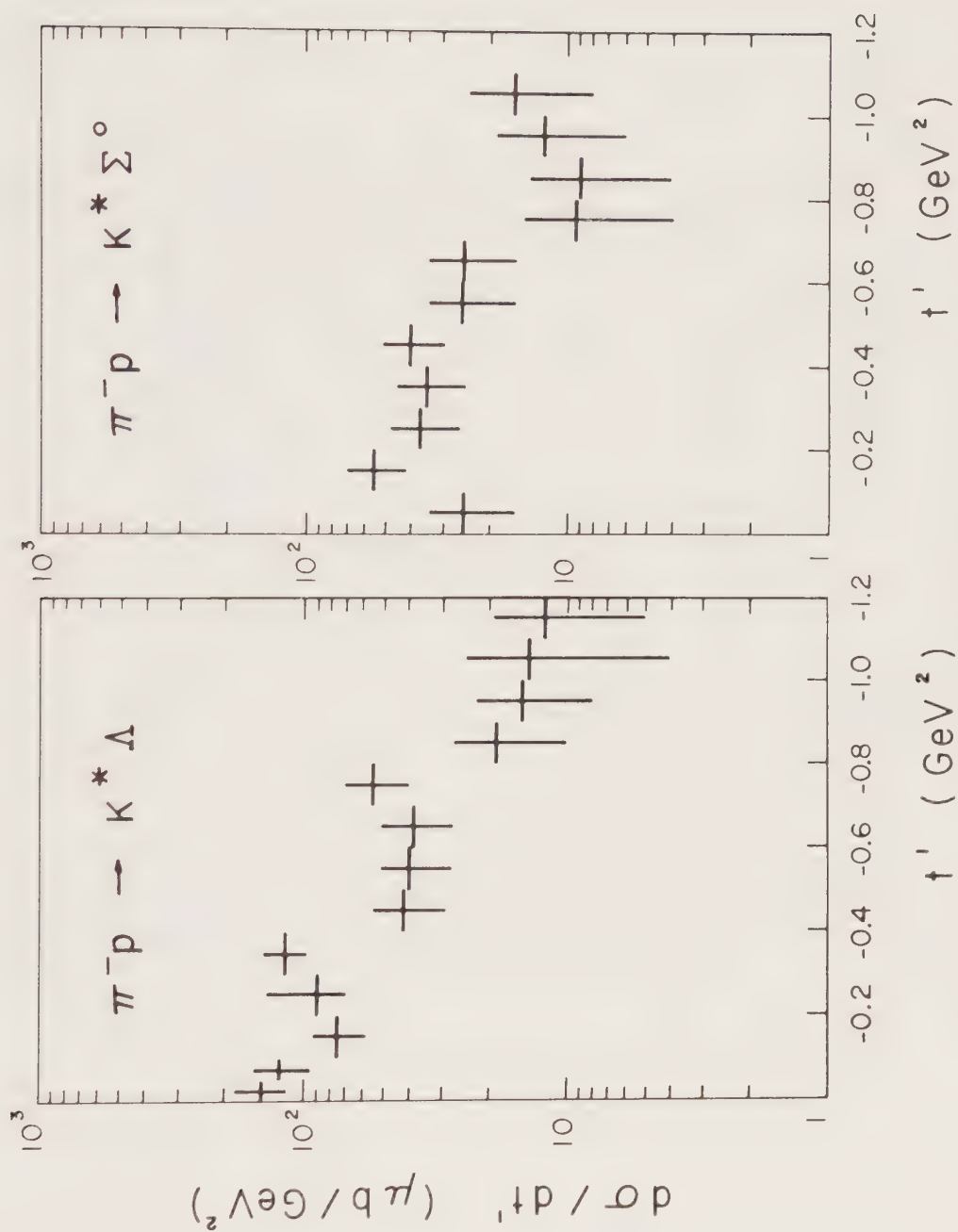


Fig. 12

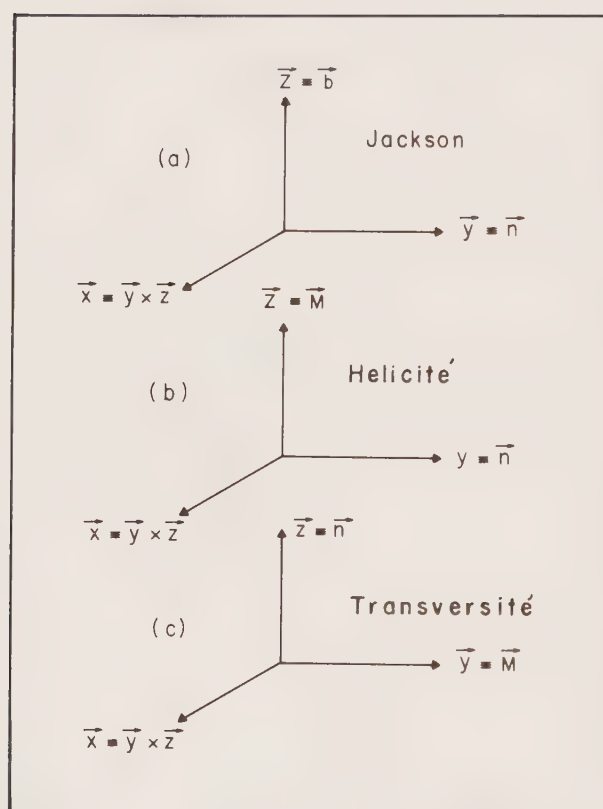


Fig. 13

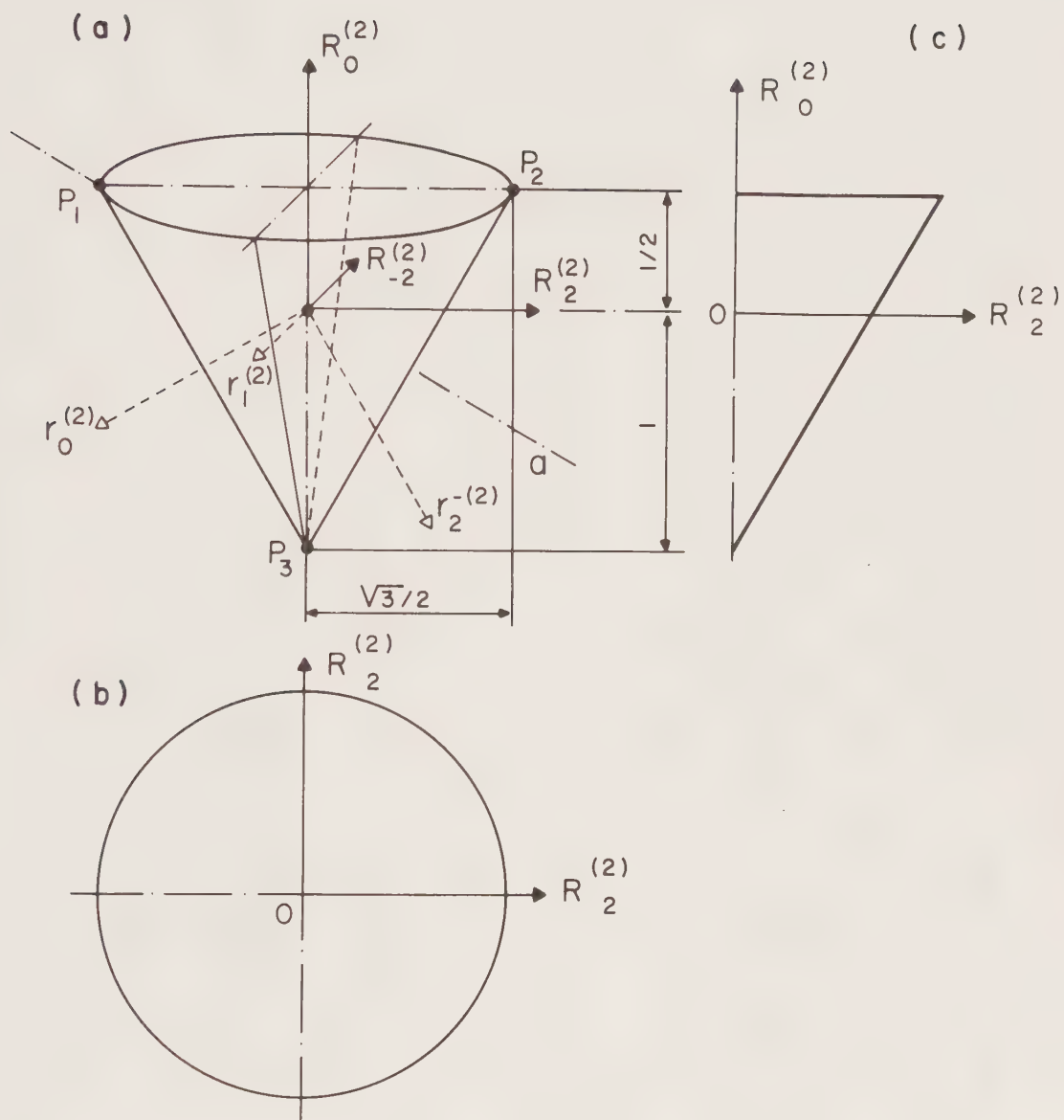


Fig. 14

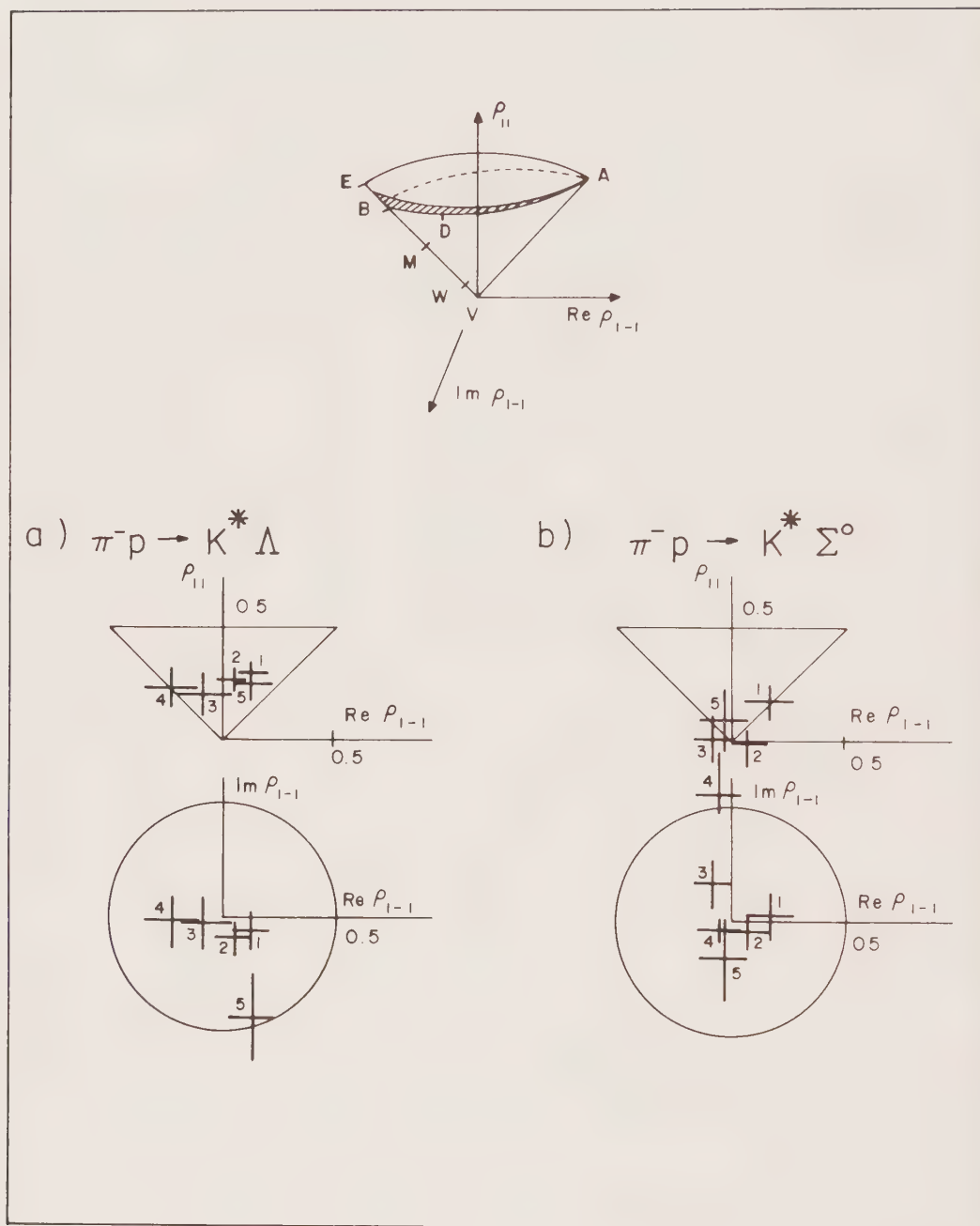


Fig. 15

Fig. 16

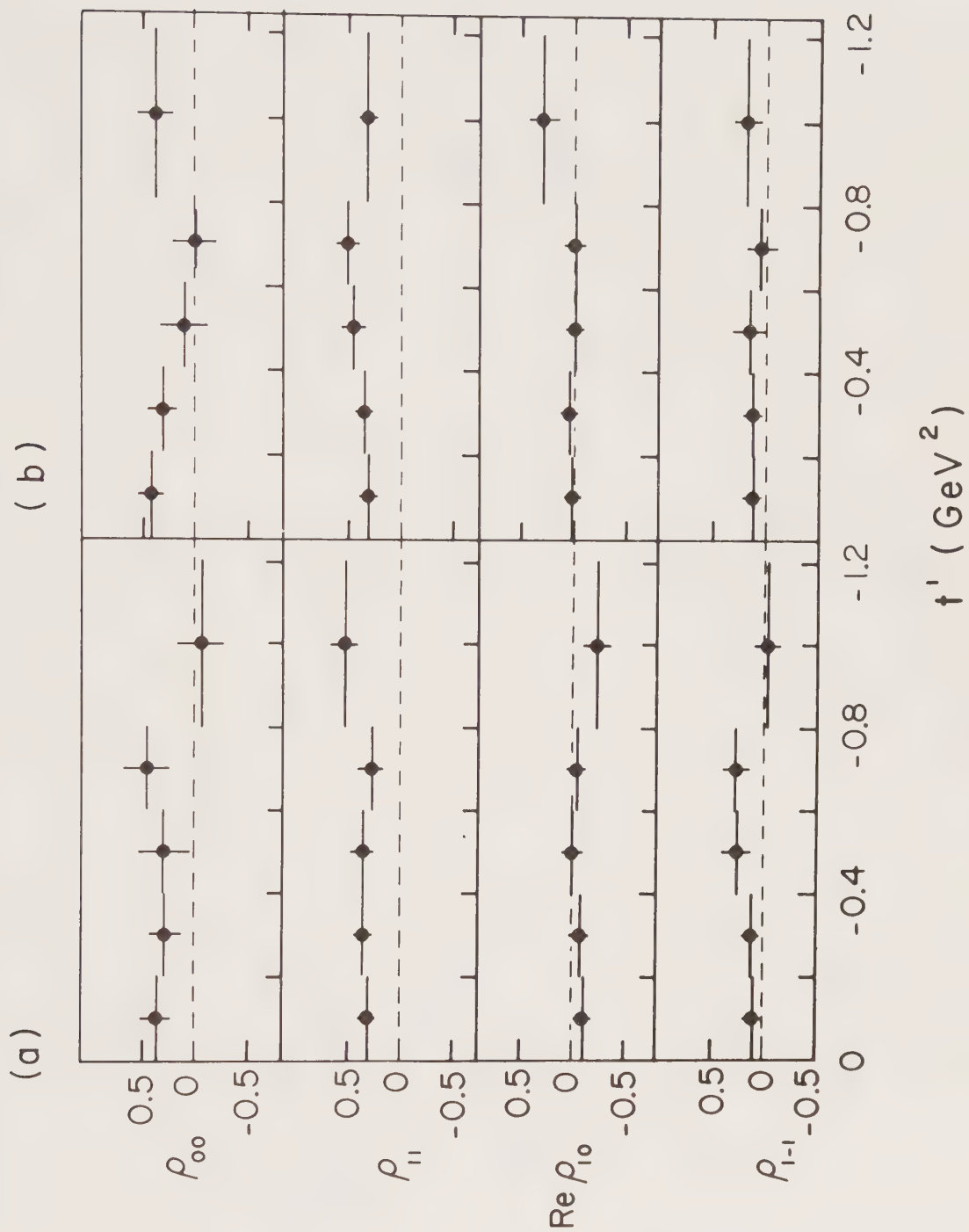


Fig. 17

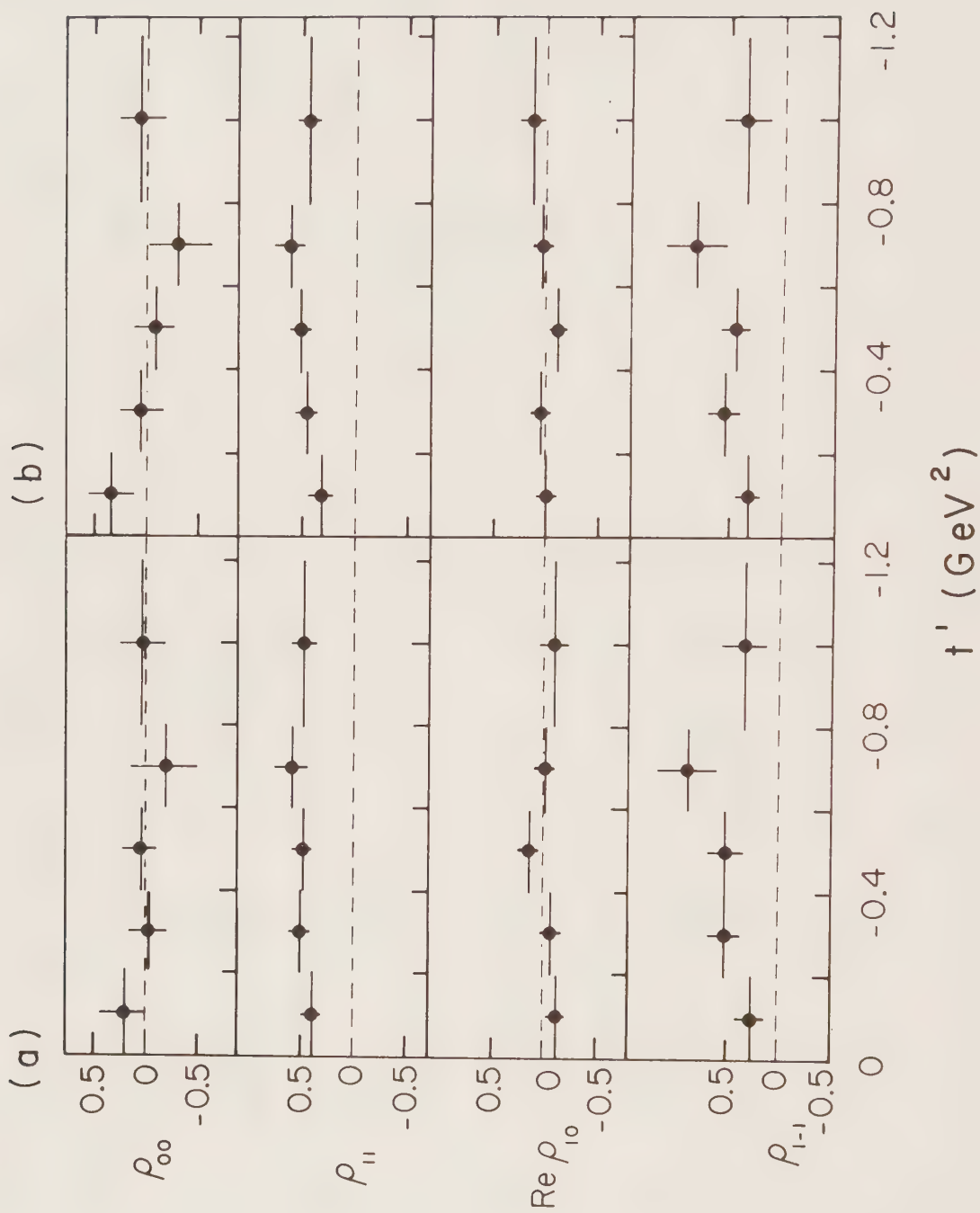
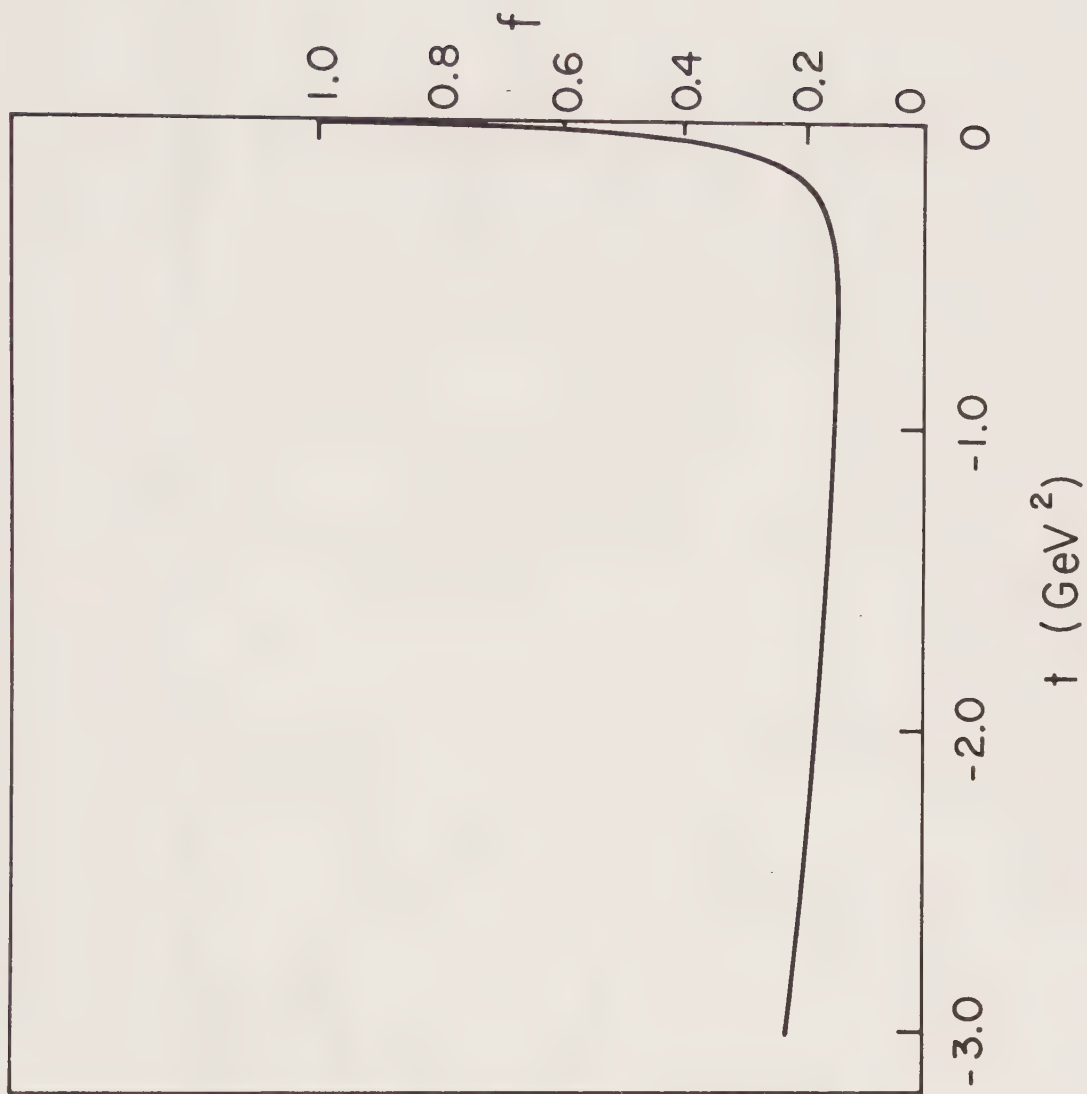


Fig. 18



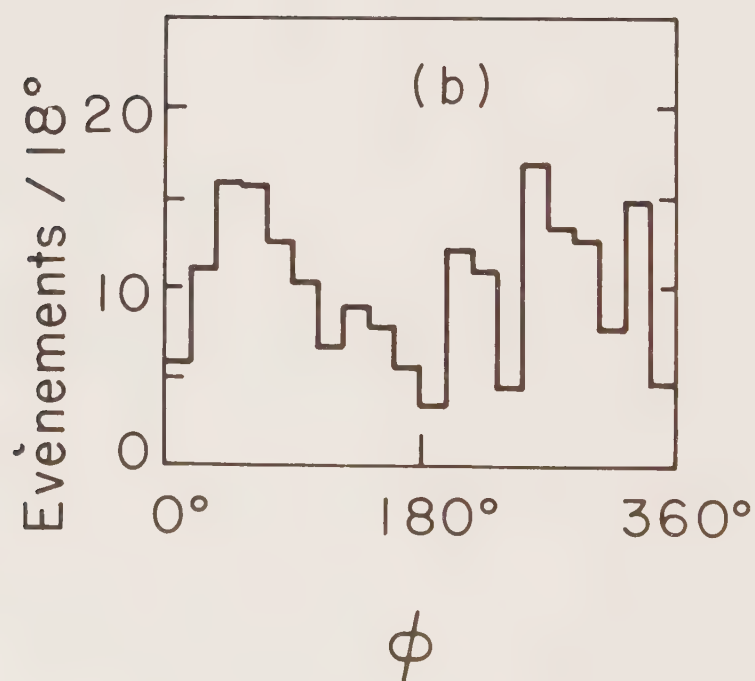
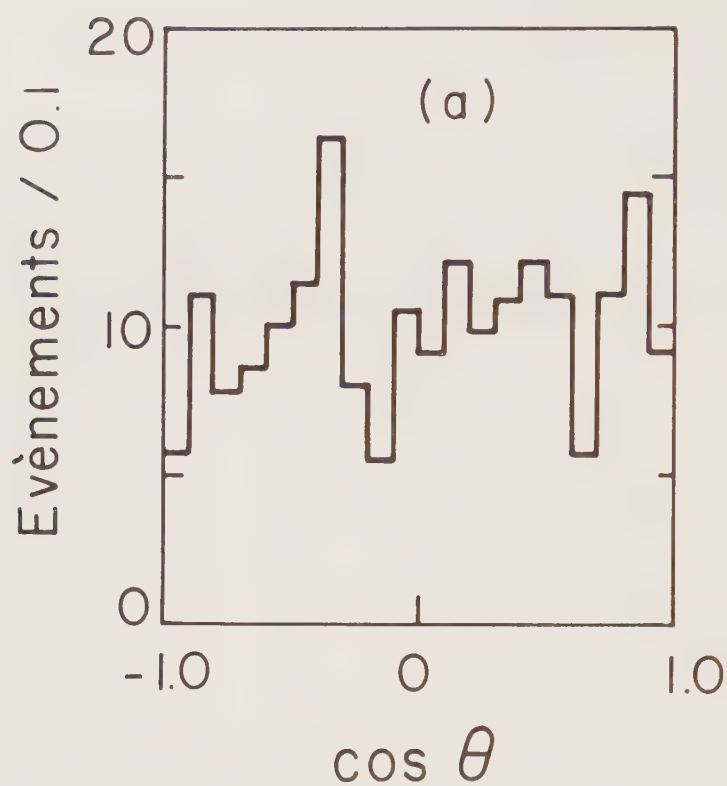


Fig. 19 a, b

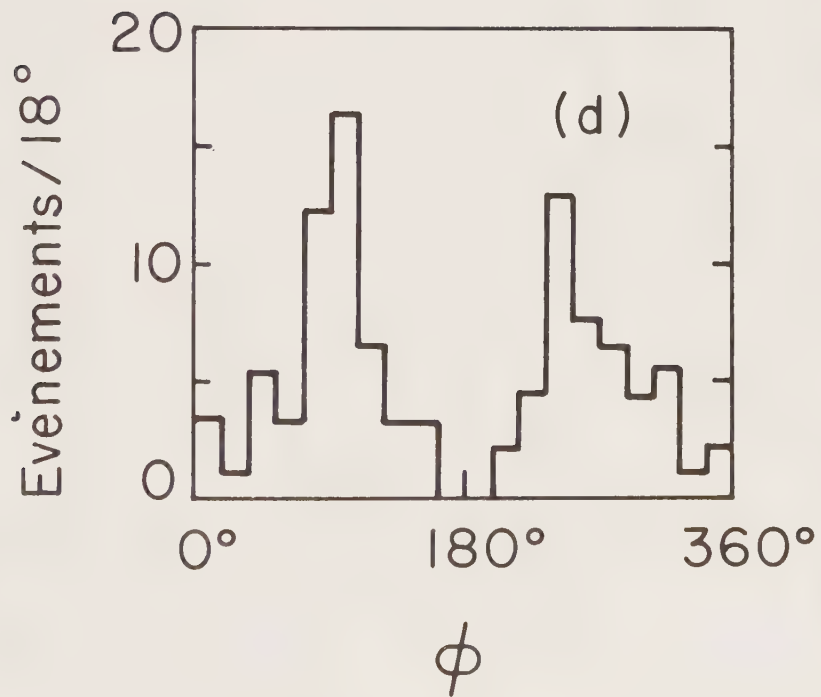
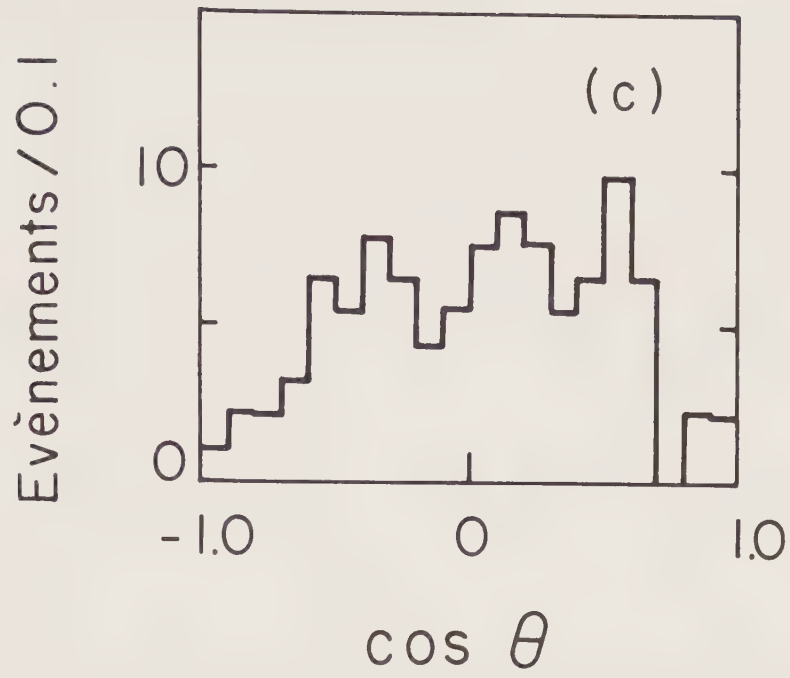


Fig. 19 c, d

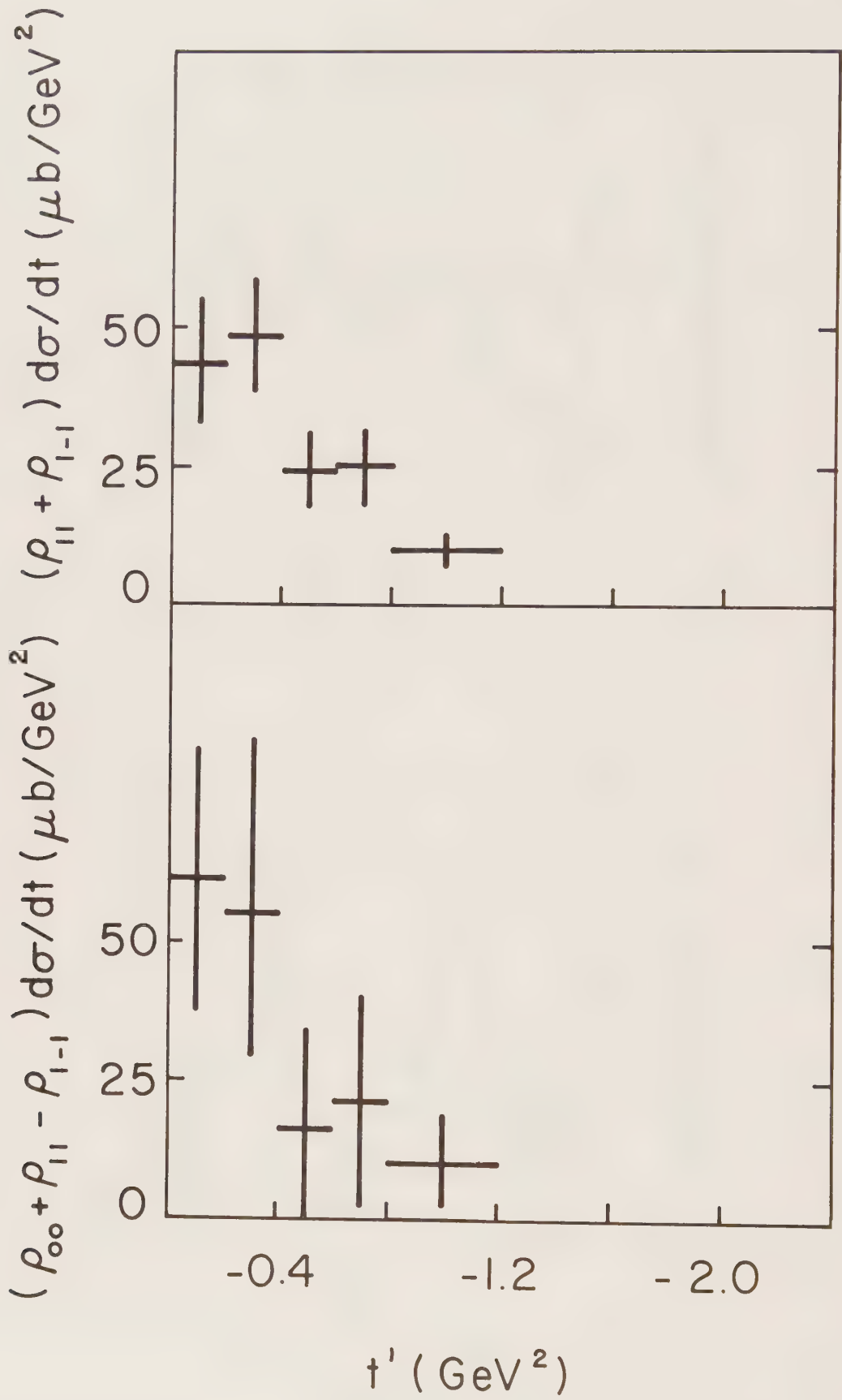


Fig. 20

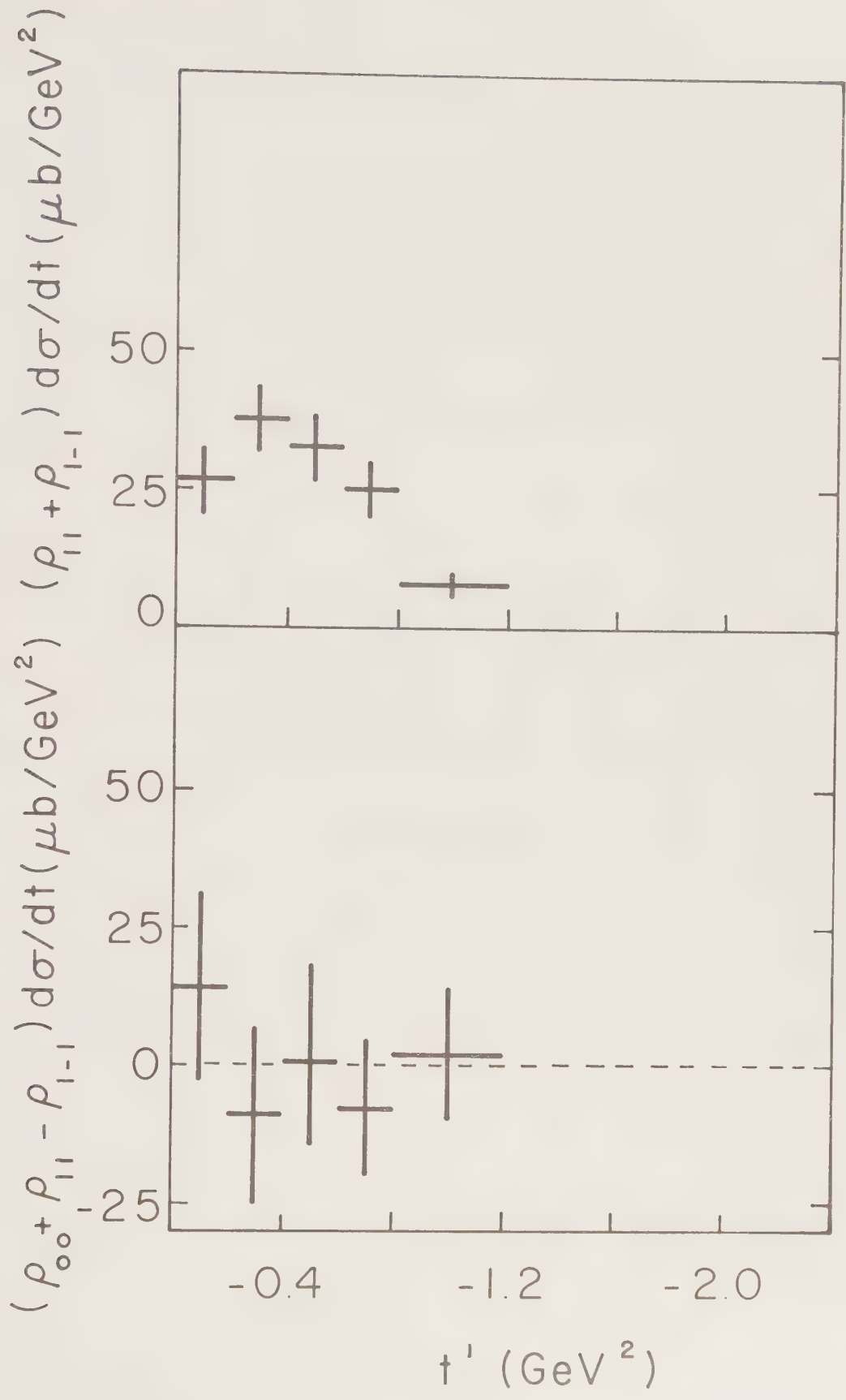


Fig. 21

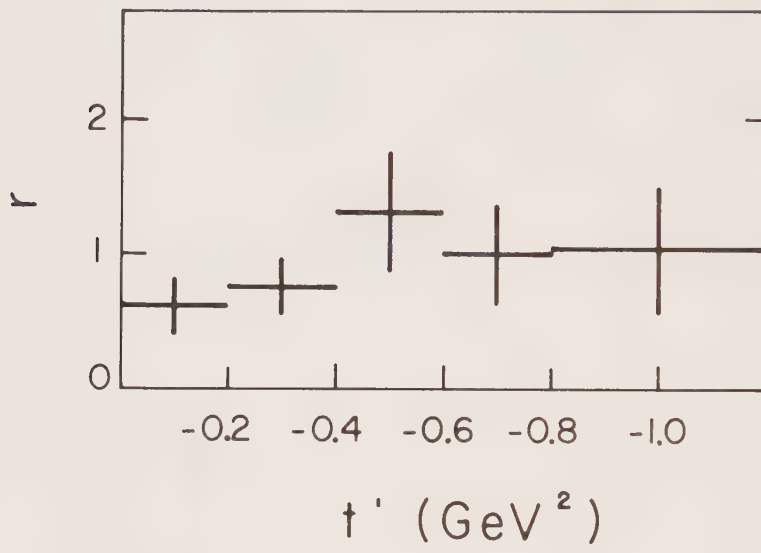


Fig. 22

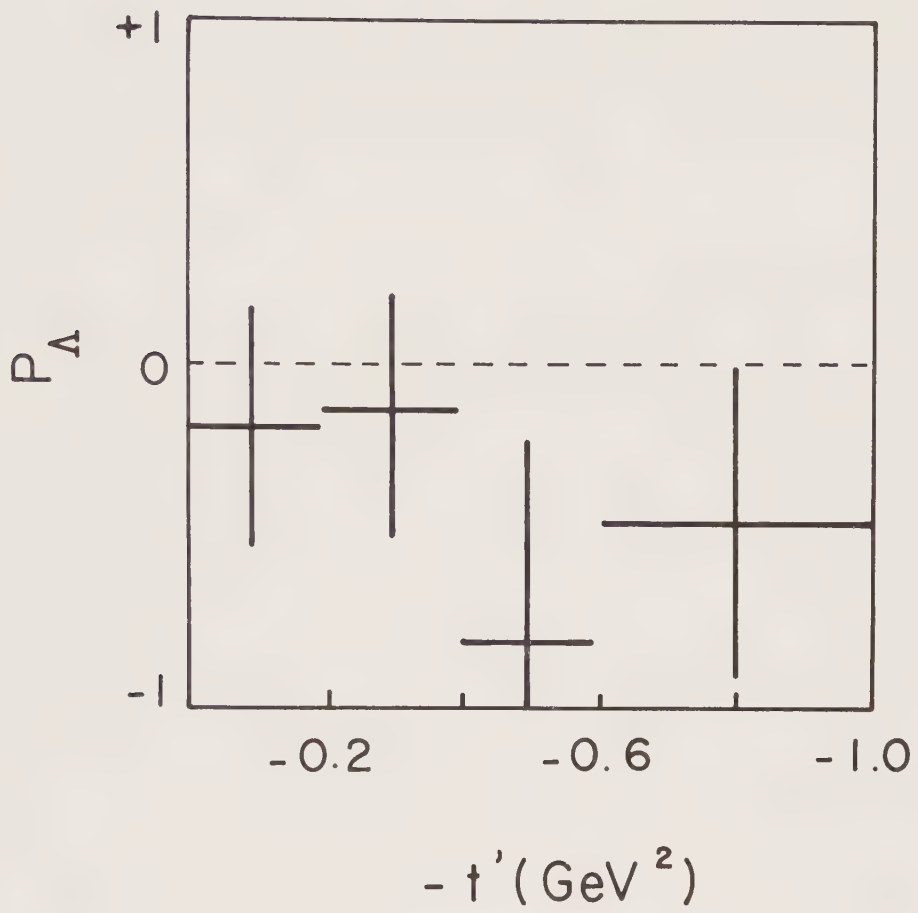


Fig. 23

CHAPITRE 5

DETERMINATION EXPERIMENTALE DE LA CONTRIBUTION DES ECHANGES
EXOTIQUES DANS LES PROCESSUS $\pi p \rightarrow K \Sigma$ et $\pi p \rightarrow K^* (890) \Sigma$

Sommaire

5.1	Introduction	p. 149
5.2	Mesure d'une amplitude exotique	p. 149
5.3	Données expérimentales	p. 150
5.4	Conclusions	p. 152
CONCLUSIONS		p. 157
APPENDICE A		
Conventions Cinématiques		p. 161
APPENDICE B		
Remarques sur la matrice de densité		p. 162
REMERCIEMENTS		p. 165

CHAPITRE 5

DETERMINATION EXPERIMENTALE DE LA CONTRIBUTION DES ECHANGES EXOTIQUES DANS LES PROCESSUS

$$\pi p \rightarrow K \Sigma \text{ et } \pi p \rightarrow K^*(890) \Sigma$$

5.1. Introduction

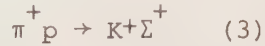
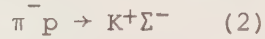
Il est bien connu que la recherche des événements "exotiques", c'est-à-dire des résonances dont les nombres quantiques ne permettent pas le classement dans les représentations les plus simples de SU3 (octets de mésons, octets et decuplet de baryons) est restée sans résultat, donnant ainsi une confirmation expérimentale indirecte au modèle des quarks. Quantitativement, on peut dire que toute limite supérieure de sections efficaces de production de telle résonance exotique reste inférieure au centième de la section efficace caractéristique des productions observées.

Mais il n'est pas nécessaire de produire ces **résonances exotiques** pour démontrer leur existence puisqu'elles peuvent se manifester indirectement, par des échanges exotiques dans les voies s, t ou u, suivant le cas.

5.2. Mesure d'une amplitude exotique

Dans le cadre de notre étude, nous pouvons donner une limite supérieure à l'échange de résonances de spin isotopique 3/2 dans la voie t.

Considérons, par exemple, les 3 réactions suivantes :



Les graphiques de la figure 1 illustrent les diagrammes de la voie t les plus appropriées, à cette énergie, pour l'analyse de ces réactions où deux amplitudes de spin isotopiques différents peuvent contribuer :

A_1 ($I = \frac{1}{2}$) et A_3 ($I = \frac{3}{2}$).

Avec cette notation, les sections efficaces des réactions (1), (2) et (3) peuvent s'écrire, respectivement : (la sommation en A^{++} et A^{+-} est implicite)

$$\sigma^0 = \frac{2}{9} |A_1|^2 + \frac{2}{9} |A_3|^2 + \frac{4}{9} \operatorname{Re}(A_1^* A_3)$$

$$\sigma^- = |A_3|^2$$

$$\sigma^+ = \frac{4}{9} |A_1|^2 + \frac{1}{9} |A_3|^2 - \frac{4}{9} \operatorname{Re}(A_1^* A_3)$$

Nous pouvons extraire 2 relations utiles de ces égalités

$$\frac{|A_3|^2}{|A_1|^2} = \frac{2 \sigma^-}{3 \sigma^0 + 3 \sigma^+ - \sigma^-}$$

$$\frac{\operatorname{Re}(A_1^* A_3)}{|A_1|^2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{3 \sigma^+ - 6 \sigma^0 - \sigma^-}{(3 \sigma^0 + 3 \sigma^+ - \sigma^-)}$$

5.3 Données expérimentales

Les données expérimentales sur la réaction (1) ont été exposées dans le chapitre 3. La réaction (2) a été étudiée par O. Dahl et al. [(Ref. 1)] et la réaction (3) a été étudiée par S. Pruss et al. [Ref. 2] avec une bonne précision statistique.

Après avoir introduit une coupure pour rejeter les grands moments de transferts $-t > 1.0 \text{ GeV}^2$, nous trouvons :

$$\frac{|A_3|^2}{|A_1|^2} = 0.005 \pm 0.005$$

$$\frac{\text{Re}(A_1^* A_3)}{|A_1|^2} = 0.025 \pm 0.045$$

Le même raisonnement peut s'appliquer aux réactions suivantes :



Nous avons étudié la réaction (4) dans le chapitre 4.

Notre expérience donne également quelques résultats sur la réaction (5), à partir de l'état final $\pi^- p \rightarrow K^0 \pi^+ \Sigma^-$. La figure 2 montre le diagramme de Chew et Low pour cet état final : nous avons porté en abscisse le quadri-moment transféré entre le proton et le Σ^- , et en ordonnée la masse effective (K^0, π^+) .

La production de K^* (890) n'est pas abondante : pour en estimer une limite supérieure, nous avons admis que tous les événements compris dans la région ABCD correspondaient à la réaction (5), ce qui conduit à la section efficace de $(3 \pm 0.6) \mu\text{b}$.

La réaction (6) a été étudiée par Butler [Ref. 3]

En prenant par section efficace de production de la réaction (5) la limite supérieure donnée plus haut, nous trouvons les rapports suivants :

$$\frac{|A_3|^2}{|A_1|^2} = 0.02 \pm 0.015$$

$$\frac{\text{Re}(A_1^* A_3)}{|A_1|^2} = 0.02 \pm 0.06$$

5.4. Conclusions

Dans les deux processus $\pi p \rightarrow K\Sigma$, et $\pi p \rightarrow K^*\Sigma$, nous voyons que l'amplitude exotique est compatible avec zéro et on peut donc s'attendre à une dominance des échanges K^* (890) et K^{**} (1400). Cependant, dans d'autres processus, un échange associé à des nombres quantiques exotiques ne peut pas être exclue (voir fig. 3 chapitre 3) et on peut cependant tenter d'expliquer ces réactions par la présence d'une résonance dominant la voie S ou par l'échange simultané de deux trajectoires de Regge.

Le comportement de la section efficace différentielle à $t = 0$ en fonction de "s" peut éventuellement permettre une distinction entre ces hypothèses. En particulier, au cas où deux trajectoires sont échangées, on a : [Réf. 4]

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0} \propto s^n$$

où $n = 2\alpha_c(0) - 2$

$$\alpha_c(0) = \alpha_1(0) + \alpha_2(0)$$

$$\alpha_1(0), \alpha_2(0) \dots \text{intercepts des trajectoires.}$$

La situation des données expérimentales ne nous permet pas encore une comparaison quantitative avec les prévisions résultant des diverses hypothèses, et des expériences plus précises se sont nécessaires pour cela.

REFERENCES - CHAPITRE 5

- [1] Voir réf. 14 - Chapitre 1
- [2] Voir réf. 13 - Chapitre 2
- [3] M. Butler, Ph.D Thesis -UCRL-19845 (1970),
G.H. Trilling, communication privée
- [4] Voir réf. 6, Chapitre 3

LEGENDE DES FIGURES

- 1 - Schema des échanges possibles pour le processus $\pi p \rightarrow K\Sigma$ dans la voie t.
- 2 - Diagramme de Chew-Low pour la réaction $\pi^- p \rightarrow K^0 \pi^- \Sigma^-$

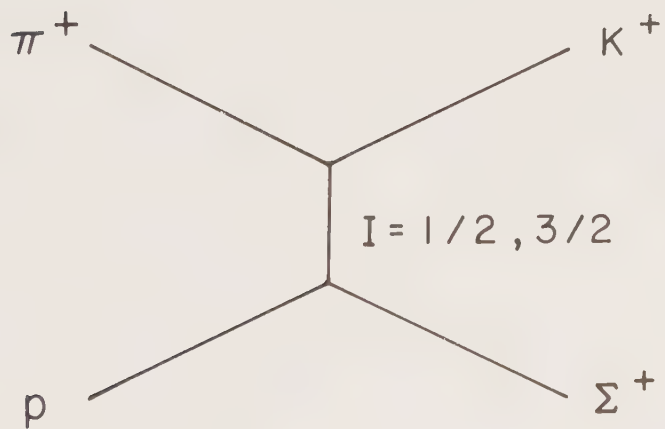
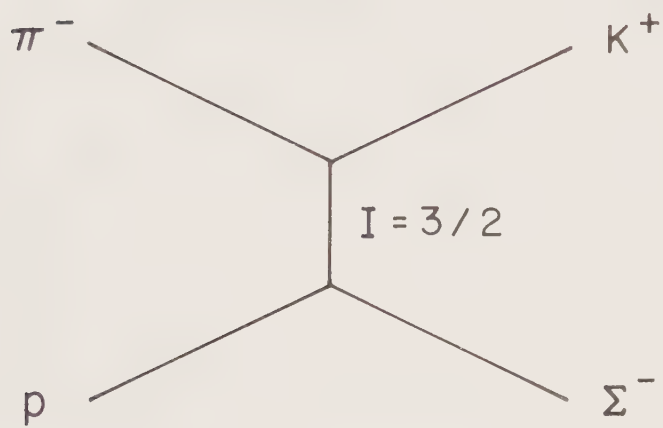
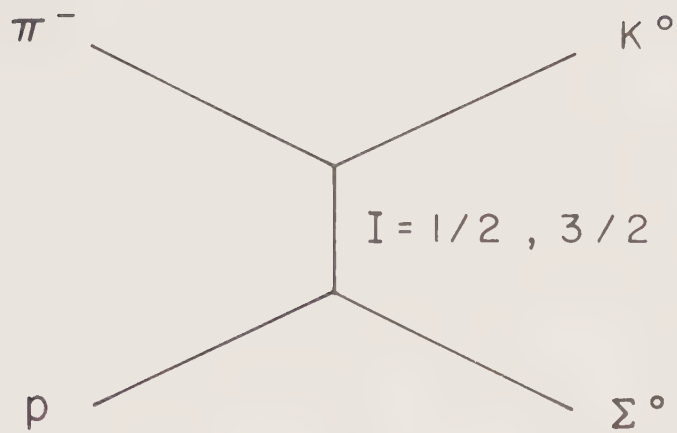


Fig. 1

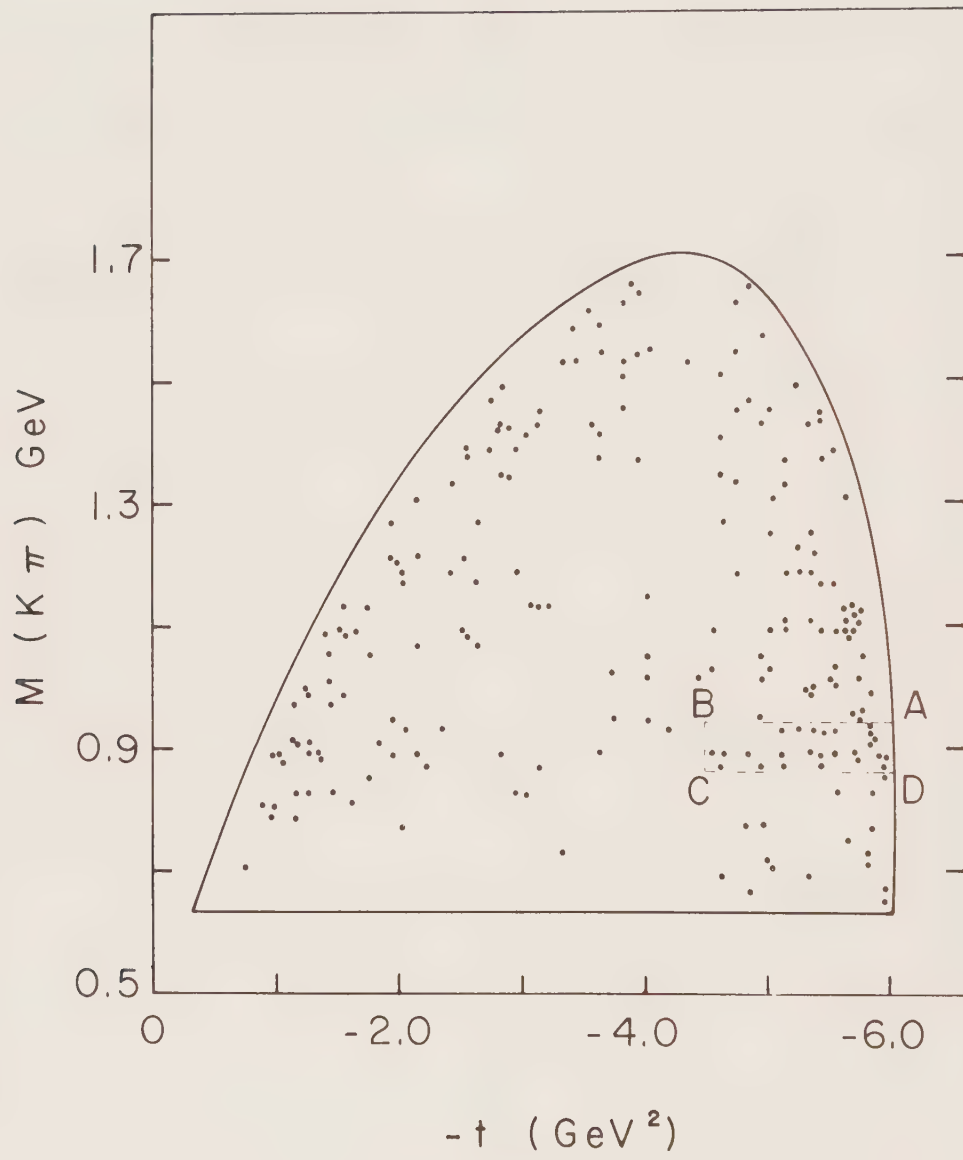


Fig. 2

CONCLUSIONS

Dans les réactions que nous avons étudié, un lot d'événements plus important serait souhaitable puisqu'il s'agit de processus simples que l'on peut décrire avec un nombre réduit d'amplitudes. Cependant, les sections efficaces étant petites pour la production de ces états finals ($50 \mu\text{b}$) une expérience de chambre à bulles classique est difficile puisqu'il faut rechercher ces $50 \mu\text{b}$ dans les 30 mb de la section efficace totale. La même remarque est valable pour les réactions telles que :

$$\pi^- p \rightarrow p K^- K^0, \quad \pi^- p \rightarrow K^0 K^0 n, \quad \pi^- p \rightarrow \Sigma^- K^0 \pi^+$$

qui peuvent être également étudiées dans la même expérience de chambre à bulles.

Pour obtenir une information nouvelle de façon appréciable, sur ce type de réaction, il faudrait travailler avec 2.10^6 photos de la chambre à bulles de 2m , dans lesquelles 3% seulement des interactions (celles avec particules étranges) présenteraient de l'intérêt.

La détection des réactions à deux corps semble donc mieux adaptée aux techniques de détection électronique (compteurs, chambre à étincelles,...) ou le gain de précision statistique est considérable. Bertolluci et al. (réf.1) dans une expérience où le système était déclenché par le K^0 vers l'avant, n'avaient pas une résolution expérimentale suffisante pour séparer les Λ des Σ^0 alors qu'Ozaki et al. (réf. 2), dans une expérience plus récente, en utilisant un double spectromètre, ont obtenu une séparation des deux hypérons au moins pour les énergies inférieures à $10.7 \text{ GeV}/c$. Cependant les résultats préliminaires de cette expérience ne donnent pas de valeur pour la polarisation de l'hypéron.

Pour les réactions $\pi^-p \rightarrow K^*(890) \Lambda(\Sigma^0)$ les problèmes de détection sont plus importants : l'obtention d'un échantillon non biaisé est difficile avec un équipement électronique. On peut espérer qu'avec les développements des grands projets du genre "Omega" (réf. 3), par exemple, il sera possible à l'avenir de faire ce genre d'expérience d'une façon plus précise. Pour le moment, les expériences de chambre à bulles restent les seules à pouvoir donner l'information nécessaire.

Voici nos conclusions sur les données qui ont été présentées.

La comparaison entre les réactions

$$\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda \quad \text{et} \quad K^-p \rightarrow \pi^-\Lambda \quad \text{ou}$$

$$\pi^-p \rightarrow K^0\Sigma^0 \quad (\pi^+p \rightarrow K^+\Sigma^+) \quad \text{et} \quad K^-p \rightarrow \pi^-\Sigma^+$$

met en relief un désaccord entre les prévisions du modèle de Regge et les données expérimentales, avec ou sans l'hypothèse simplificatrice de la dégénérescence d'échange. Pour les 2 groupes de réactions il y a toujours un facteur ~ 2 , soit entre les pentes des trajectoires (avec Λ dans l'état final), soit entre les valeurs absolues des sections efficaces différentielles (avec Σ dans l'état final). Le signe de la polarisation de l'hyperon qui devrait être opposé pour les réactions croisées de ligne dans les deux groupes de réactions est le même dans la limite des erreurs expérimentales (pour les petites valeurs de t).

En regard de cet échec, rappelons ici que des prévisions analogues pour les réactions avec échange d'hypercharge nulle ($K^-p \rightarrow K^0n$, $K^+n \rightarrow K^0p$) sont en bon accord avec les données expérimentales pour des énergies voisines (5.5 GeV/c, réf. 3)

Un essai d'introduction d'une coupure en plus de l'échange des pôles simples, n'arrive pas à rendre compte simultanément des données expérimentales des réactions croisées de ligne.

A partir de l'étude des éléments de la matrice de densité du $K^*(890)$ on peut conclure que la réaction $\pi^-p \rightarrow K^*(890)\Sigma^0$ est dominée par un échange

de parité naturelle (0^+ , 1^- , 2^+ , ...) alors que dans $\pi^- p \rightarrow K^*(890)\Lambda$ un échange de parité non naturelle (0^- , 1^+ , 2^- , ...) intervient aussi.

Nous avons mesuré $D/F = -0.5 \pm 0.1$ qui est compatible avec une détermination indépendante faite par Michael et Odorico, $D/F = -0.3 \pm 0.1$, calculé à partir de la photoproduction des K^+ . Les prédictions des modèles de dominance vectorielle et de quarks sont en désaccord avec la valeur D/F que nous avons obtenu.

Finalement nous avons constaté que les données expérimentales pour les processus

$$\pi p \rightarrow K^*(890)\Sigma \quad \text{et} \quad \pi p \rightarrow K \Sigma$$

sont compatibles avec l'absence d'un échange exotique de $I = 3/2$.

REFERENCES - CONCLUSIONS

- [1] Voir réf. 12, Chapitre 3
- [2] S. Osaki et al. , Conf. des Hautes Energies, KIEV (1970)

APPENDICE B

Conventions Cinématiques

$P_1, P_3 \dots$ quadri moment des mésons

$P_2, P_4 \dots$ quadri moment des baryons



Voie S : P_1 et P_2 , positif
 P_3 et P_4 , négatif

Voie t : P_1 et P_3 , positif
 P_2 et P_4 , négatif

Voie u : P_1 et P_4 , positif
 P_2 et P_3 , négatif

Invariants Cinématiques

$$s = (p_1 + p_2)^2$$

$$t = (p_1 + p_3)^2$$

$$u = (p_1 + p_4)^2$$

APPENDICE B

Remarques sur la matrice de densité

Les éléments de la matrice de densité d'un système sont définis par (Réf.1).

$$\begin{aligned} \rho_{ij} &= \sum_n \omega_n \langle \psi_n | j \rangle \langle i | \psi_n \rangle \\ \sum_n \omega_n &= 1 \end{aligned}$$

ou ω_n est le poids de l'état $|\psi_n\rangle$ dans un mélange incohérent. Les indices i et j prenant autant de valeurs possibles que la grandeur physique considérée comprend d'états propres (3 pour $J = 1$).

La valeur moyenne d'une observable définie par un opérateur hermitique Q , est donnée par

$$Q = \text{Tr} (Q\rho)$$

$$Q_{ji} = \langle j | Q | i \rangle$$

Toutes les formules utilisées ici sont démontrées dans l'ouvrage très complet de M.G. Doncel, L. Michel et P. Minnaert (Réf. 2). On peut écrire la matrice ρ , en fonction des paramètres multipolaires $t_M^{(L)}$ et $r_M^{(L)}$. Pour une particule de spin j , ρ peut être développé en fonction des $t_M^{(L)}$:

$$\rho = \sum_{L=0}^{2j} \sum_{M=-L}^L \frac{2L+1}{2j+1} (T_M^{(L)})^* t_M^{(L)}$$

$T_M^{(L)}$... élément de matrice défini par les coefficients de Clebsch-Gordan

$$(T_M^{(L)})_n^m = \langle jmLM | j \rangle$$

$t_M^{(L)}$... paramètres multipolaires.

Les valeurs ρ_n^m sont reliées aux éléments de $t_M^{(L)}$ de la matrice de densité. Les éléments associés avec L impair (pair) composent la partie impaire (paire) de la matrice de densité.

La distribution angulaire $I(\theta, \phi)$ peut être exprimée en fonction de $t_M^{(L)}$ par l'expression :

$$I(\theta, \phi) = \frac{1}{4} + \sum_{L=1}^{2j} C(L) \sum_{M=-L}^L t_M^{*(L)} Y_M^{(L)}(\theta, \phi)$$

Si le faisceau et la cible ne sont pas polarisés et si le processus de production est tel que la parité est conservée (symétrie de Bohr), on a les conséquences suivantes :

I) $C(L) \equiv 0$, si L est impair. Donc $I(\theta, \phi)$ ne dépend pas de la partie impaire de ρ , ce qui nous interdit la détermination de ces éléments.

II) Dans un système de transversité (fig. 13, chapitre 4), $t_M^{(L)}$ doit être nul pour L pair et M impair.

III) Dans le système d'hélicité ou de Jackson $t_M^{(L)}$ doit être nul pour L pair et M négatif.

REFERENCES - APENDICE B

- [1] W.S.C. Williams, An introduction to elementary particles
- [2] Voir réf. 6, Chapitre 4

REMERCIEMENTS

Je prie Monsieur le Professeur A. Berthelot (Saclay), Monsieur le Professeur Ch. Peyrou et Monsieur le Docteur R. Armenteros (Cern) de bien vouloir trouver ici l'expression de ma gratitude pour l'accueil chaleureux qu'ils m'ont réservé dans leurs laboratoires.

J'exprime ma reconnaissance à M. A. Lévêque, pour son aide et l'intérêt qu'il m'a porté pendant mon séjour à Saclay.

Je voudrais remercier M. R. Barloutaud de l'attention qu'il a accordé à la lecture du manuscrit de cette thèse et des suggestions qu'il a bien voulu donner.

Je remercie MM. M. Jacob, A.D. Martin et C. Michael pour les enseignements de physique théorique qu'ils m'ont apportés au cours de nombreuses discussions enrichissantes.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à M. L. Montanet qui dès le début a suivi ce travail et dont les connaissances et le dynamisme ont été pour moi très précieux.

A M. J. Meyer qui m'a initié à la recherche des particules élémentaires et qui m'a guidé par ses conseils et son expérience pendant toute la durée de cette étude, je voudrais exprimer ma plus sincère reconnaissance.

L'amitié et la collaboration de tous mes collègues de Saclay et du Cern furent pour moi d'un soutien constant. Qu'ils soient vivement remerciés.

Ma reconnaissance va aussi à Mademoiselle I. Arens et Madame R. Thibaut.

ainsi qu'aux groupes qu'elles dirigent, pour le dévouement avec lequel ils ont assuré le dépouillement et la mesure des clichés. Je voudrais aussi remercier Madame F. Jacot pour son travail dans la gestion des données expérimentales.

Enfin, je voudrais exprimer ma gratitude à tous ceux qui avec beaucoup de soins et de patience ont collaboré à la mise en forme de ce travail et en particulier à Madame F. Buttay, Madame E. Feldmann, et Mademoiselle M. Renault, qui ont assuré la dactylographie et à Madame C. Rigoni qui a fait les dessins.

